ORSAY
Série A, n°
N° d'ordre :

1205

THÈSE

PRESENTEE

AU CENTRE D'ORSAY

UNIVERSITÉ PARIS-SUD

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ES-SCIENCES PHYSIQUES

PAR

Daniel GUERREAU

Sujet : Contribution à l'étude des réactions nucléaires par noyau composé. Influence de l'énergie et du moment angulaire sur la formation et la désexcitation de $^{117}_{52}Te$.

Soutenue le 14/12/1973 **devant la Commission d'examen**

MM. M. LEFORT Président.

X. TARRAGO
G.N. SIMONOFF } Examinateurs.
A. MICHAUDON

ORSAY
Série A, n°
N° d'ordre :

THÈSE

PRESENTEE

AU CENTRE D'ORSAY

UNIVERSITÉ PARIS-SUD

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ES-SCIENCES PHYSIQUES

PAR

Daniel GUERREAU

Sujet : Contribution à l'étude des réactions nucléaires par noyau composé. Influence de l'énergie et du moment angulaire sur la formation et la désexcitation de $^{117}_{52}Te$.

Soutenue le 14/12/1973 **devant la Commission d'examen**

MM. M. LEFORT Président.

X. TARRAGO
G.N. SIMONOFF } Examinateurs.
A. MICHAUDON

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

REMERCIEMENTS

Le travail présenté ici a été effectué à l'Institut de Physique Nucléaire de l'Université Paris-Sud à Orsay.

Monsieur le Professeur M. LEFORT, malgré ses nombreuses tâches, s'est constamment intéressé à ce travail. Ses conseils et ses encouragements m'ont aidé à résoudre les problèmes de diverses natures avec lesquels j'ai été confronté. Je tiens à lui exprimer ma profonde reconnaissance.

Monsieur le Professeur G.N. SIMONOFF, de l'Université de Bordeaux, ainsi que Monsieur A. MICHAUDON, chef du Service de Physique Nucléaire au centre d'études de Bruyères le Châtel, ont accepté de juger cette thèse. Je les en remercie très sincèrement.

L'ensemble des résultats expérimentaux est le fruit d'un travail d'équipe. Monsieur X. TARRAGO m'a fait profiter de sa très grande expérience ; qu'il en soit remercié ainsi que J. GALIN, B. GATTY, U. SCHLOTTHAUER et C. ROUSSET qui m'ont toujours apporté une aide efficace et amicale.

Je voudrais remercier également C. NGO, J. PETER et B. TAMAIN pour leur sympathique concours lors de certaines expériences.

Je ne saurais oublier de remercier les membres du bureau de calcul, du service électronique et du cyclotron à ions lourds sans lesquels ce travail n'aurait pu être mené à bien.

La présentation de cette thèse a été assurée par Madame S. BOUBY et Mesdemoiselles M. PARE et J. LETERRIER que je remercie vivement.

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41544721_0005

TABLE DES MATIERES

INTRODUCTION 1

CHAPITRE I RAPPELS THEORIQUES SUR LA DESEXCITATION DU NOYAU COMPOSE 3

A Section efficace de réaction 3
B Section efficace de formation du noyau composé 6
C Théorie statistique 7

1 Probabilité d'émission 7
2 Densités de niveaux 9
3 Choix des paramètres et influence des couches fermées 12
4 Distributions angulaires 16

CHAPITRE II TECHNIQUES EXPERIMENTALES 21

A Choix du système - Cibles 21
B Faisceaux d'ions lourds utilisés 23
C Intensités de faisceaux - Leurs mesures 24
D Chambre à réaction 25
E Choix du système de détection 26
F Dispositif électronique 28
G Obtention des résultats expérimentaux 29

CHAPITRE III RESULTATS EXPERIMENTAUX 37

A Diffusion élastique 37
B Noyau composé 43

1 Spectres en énergie 43
2 Distributions angulaires 49
3 Sections efficaces 55

CHAPITRE IV ANALYSE THEORIQUE DES RESULTATS EXPERIMENTAUX 59

A Analyse des distributions angulaires 59

B Effets de moments angulaires sur les sections efficaces d'évaporation des particules chargées 71

1 Détermination des moments angulaires critiques pour les réactions induites par ^{40}Ar 71
2 Discussion des valeurs de J_{crit} obtenues 76

C Analyse théorique des spectres en énergie et sections efficaces intégrées 79

1 Méthode de calcul des spectres en énergie des particules et des sections efficaces 80
2 Influence du moment angulaire critique 83
3 Effets de couches 88
4 Influence du moment d'inertie 93
5 Influence de l'émission γ 96

CONCLUSION 101

REFERENCES 103

INTRODUCTION

Le noyau composé a fait l'objet de nombreuses études depuis que Niels Bohr en a suggéré l'existence.

La meilleure méthode pour produire des noyaux composés très excités dans le domaine du continuum ($E^* \sim$ 100 MeV) est très certainement le bombardement d'un noyau cible par des ions lourds de haute énergie. En effet, le libre parcours moyen de tels projectiles dans le noyau est très faible comparé à la dimension de celui-ci, et nous pouvons espérer obtenir une absorption complète sans craindre des cascades intranucléaires telles que celles observées lors de réactions induites par des ions légers (p, d, ^{4}He).

De plus, de telles interactions, conduisant à la formation de noyaux composés de moment angulaire élevé, permettent d'accéder à l'influence de certains paramètres de la théorie statistique peu étudiés jusqu'à présent : moment angulaire, niveaux Yrast, limites à la section efficace de formation du noyau composé.

Dans les réactions induites par les projectiles légers (p, α), les effets nucléons-nucléons limitent la formation de noyau composé à haute énergie et conduisent de plus à une distribution en énergie d'excitation importante et souvent mal connue. Lorsque la réaction est induite par un ion lourd, du fait de la taille comparable des deux noyaux interagissant, ces effets ne se produisent plus mais des réactions de surface apparaissent, conduisant au transfert de un ou plusieurs nucléons de la cible vers le projectile ou vice versa.

La formation du noyau composé n'est donc qu'un des éléments de la section efficace de réaction. Diverses expériences ont déjà mis en évidence l'existence d'un moment angulaire critique au-delà duquel le noyau composé ne se forme pas. L'influence de la nature du projectile a récemment été montrée. Ces évidences expérimentales ont par ailleurs été plus ou moins justifiées par différents calculs.

La possibilité d'accélérer des ions très lourds tels que l'argon apporte un regain d'intérêt à l'étude du noyau composé dans la mesure où de très grands moments angulaires peuvent être atteints lors de la réaction.

Ce présent mémoire concerne tout particulièrement l'étude de l'influence de ces grands moments angulaires sur la formation et la désexcitation du noyau composé.

A cause de la grande complexité de la désexcitation, plusieurs paramètres interviennent dans le modèle statistique. De ce fait, l'étude d'une seule réaction à une énergie d'excitation ne peut apporter que des renseignements fragmentaires et peu déterminants sur le mécanisme de la désexcitation.

C'est pourquoi, nous avons réalisé des expériences où le noyau composé est formé à deux énergies d'excitation (71 et 107 MeV), avec, pour chacune d'elles des états de moments angulaires différents, en variant la nature du projectile et de la cible .

Notre choix s'est porté sur le noyau composé de ^{117}Te qui, de par la proximité de la couche magique à 50 protons, va nous permettre de tester également

l'influence des couches fermées sur la désexcitation d'un noyau composé très excité.

Ce noyau de ^{117}Te est formé par l'interaction des projectiles ^{14}N et ^{40}Ar avec des noyaux cibles ^{103}Rh et ^{77}Se.

Pour chaque réaction, nous étudierons les caractéristiques (distributions angulaires, spectres en énergie) des particules chargées évaporées. Leurs propriétés sont en effet directement liées au moment angulaire du noyau émetteur.

Ce mémoire comportera quatre parties. La première constituera un exposé des problèmes théoriques liés à la formation et à la désexcitation du noyau composé. Dans la seconde, nous décrirons les techniques expérimentales utilisées lors de nos mesures. La troisième, comportera la présentation des résultats expérimentaux. Et finalement, nous consacrerons la dernière partie à l'interprétation théorique de nos résultats à l'aide du modèle statistique.

CHAPITRE I

RAPPELS THEORIQUES SUR LA DESEXCITATION DU NOYAU COMPOSE

Avant d'aborder les méthodes expérimentales et l'analyse des résultats obtenus, nous allons consacrer ce premier chapitre à exposer les bases théoriques nécessaires à une interprétation correcte de nos résultats expérimentaux.

Nous étudierons tout d'abord comment accéder à la connaissance de la section efficace totale de réaction. Nous discuterons ensuite brièvement la part de la section efficace de réaction que peut représenter le processus de noyau composé.

Dans une dernière partie, concernant la désexcitation proprement dite du noyau composé, nous expliciterons le modèle utilisé ainsi que la méthode de calcul mise au point pour déduire, à partir de ce modèle, les sections efficaces différentielles et les distributions angulaires des produits de désexcitation.

A - Section efficace de réaction.

Le moyen le plus direct d'accéder à la connaissance de la section efficace totale de réaction σ_R est la mesure expérimentale de tous les modes d'interaction possibles entre le projectile et la cible. Cette méthode est évidemment bien incommode et fastidieuse et, de plus, ne nous permet pas de connaître la distribution exacte des moments angulaires dans la voie d'entrée.

Une seconde possibilité est la mesure expérimentale de la distribution angulaire de la section efficace différentielle de diffusion élastique du projectile par la cible et l'analyse de celle-ci à l'aide d'un modèle approprié, le modèle optique (1).

La section efficace de diffusion élastique peut s'écrire

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = |f(\theta)|^2 \qquad (I.1)$$

où $f(\theta)$, l'amplitude de diffusion, s'exprime ainsi

$$f(\theta) = f_c(\theta) + \frac{1}{2ik} \sum_{J=0}^{\infty} (2J+1)(\eta_J - 1) e^{2i\sigma_J} P_J(\cos\theta) \qquad (I.2)$$

- J est l'ordre de l'onde partielle
- σ_J le déphasage coulombien, s'écrit

$$\sigma_J = \arg\Gamma(1+i\eta) + \sum_{j=1}^{J} \text{arc tg}\left(\frac{\eta}{j}\right)$$

Γ est la fonction gamma
η le paramètre de Sommerfeld ($\eta = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{\hbar v}$)

- P_J est le polynôme de Legendre d'ordre J
- $f_c(\theta)$ est l'amplitude de diffusion de Coulomb

$$f_c(\theta) = \frac{-\eta}{2k \sin^2 \frac{\theta}{2}} \exp\left[-2i\eta \ln \sin^2 \frac{\theta}{2} + 2i\sigma_o\right]$$

avec $\sigma_o = \arg \Gamma(1 + i\eta)$

- η_J, le coefficient de réflexion est l'élément de la matrice de diffusion et peut encore s'écrire

$$\eta_J = e^{2i\delta_J} \qquad (I.3)$$

η_J représente le rapport entre les amplitudes de l'onde sortante, avec et sans interaction nucléaire; ce nombre étant complexe, nous avons $|\eta_J| \leq 1$.

La variation de η_J en fonction de l'ordre de l'onde partielle J est représentée sur la figure I.1.

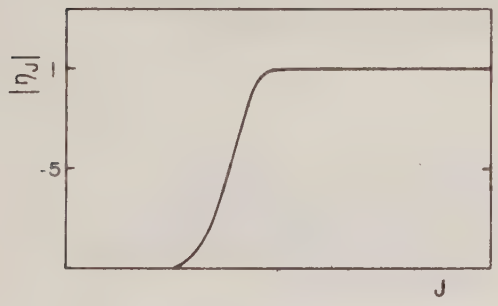


Figure I.1 -

La zone où $\eta_J = 0$ indique une absorption complète. Pour de grandes valeurs de J, $\eta_J = 1$, ce qui signifie que les ondes partielles correspondant à des grands moments angulaires sont réfléchies par la barrière centrifuge avant de pouvoir atteindre la zone d'influence du potentiel nucléaire. Ces ondes ne jouent donc aucun rôle dans l'interaction.

Dans l'expression I.3, δ_J est le déphasage de l'onde sortante introduit par le potentiel nucléaire. Par la connaissance de ces coefficients de réflexion, on peut donc calculer la distribution angulaire de la diffusion élastique (équation I.1 et I.2), les coefficients de transmission T_J :

$$T_J = 1 - |\eta_J|^2$$

et les sections efficaces partielles de réaction :

$$\sigma_J = \pi \lambda\!\!\!^{-2} (2J+1) T_J \qquad (I.4)$$

où $\lambda\!\!\!^{-}$ est la longueur d'onde réduite ($\lambda\!\!\!^{-} = \frac{\hbar}{mv}$)

Le modèle optique permet la détermination des déphasages δ_J en résolvant l'équation de Schrödinger à laquelle satisfait la fonction d'onde radiale $\psi_{(r)}$

$$\left[\frac{d^2}{dr^2} - \frac{J(J+1)}{r^2} + k^2 - \frac{2\eta}{k} U(r)\right] \Psi_J(r) = 0 \qquad (I.5)$$

U(r) est ici la somme du potentiel d'interaction nucléaire et du potentiel coulombien.

Le calcul des déphasages se fait par intégration numérique de l'équation I.5, jusqu'au point où le potentiel nucléaire devient négligeable. En ce point $\Psi(r)$ peut-être raccordée à sa forme asymptotique déterminée uniquement par l'effet coulombien.

Le potentiel nucléaire utilisé est de la forme

$$U = V + i\,W$$

où V, le potentiel réel, représente la partie diffusion et W, le potentiel imaginaire la partie absorbante du potentiel nucléaire. La forme de potentiel la plus couramment utilisée est du type Wood-Saxon qui introduit l'hypothèse d'un bord diffus du noyau :

$$V = \frac{-V_o}{1 + \exp \frac{r - Rr}{a_R}}$$

$$W = \frac{-W_o}{1 + \exp \frac{r - R_I}{a_I}}$$

avec $R_{R/I} = r_{o\,R/I} (A_1^{1/3} + A_2^{1/3})$

A_1 et A_2 sont les masses de la particule incidente et du noyau cible.

$r_{o\,R}$ et r_{o_I} les paramètres de rayon du potentiel réel et imaginaire.

a_R et a_I les diffusivités du potentiel réel et imaginaire.

V_o et W_o les profondeurs de ces potentiels.

Le potentiel coulombien le plus courant dans le cas des ions lourds est celui d'une distribution de charges uniforme à l'intérieur d'une sphère de rayon R_c, rayon au delà duquel le potentiel nucléaire devient négligeable.

$$V_c(r) = \frac{Z_1\ Z_2\ e^2}{2\ R_c^{\,3}} (3\ R_c^{\,2} - r^2) \quad r \leq R_c$$

$$V_c(r) = \frac{Z_1\ Z_2\ e^2}{r} \qquad r > R_c$$

L'étude de la diffusion élastique nous permet ainsi d'accéder à la connaissance de la distribution des ondes partielles contribuant aux réactions nucléaires. Avant chaque série d'expériences sur l'évaporation de particules chargées, nous avons donc, dans ce but, mesuré la distribution angulaire des particules

diffusées élastiquement.

B - Section efficace de formation du noyau composé.

De nombreuses expériences utilisant des techniques diverses ont établi que dans les réactions induites par ions lourds, la section efficace de formation du noyau composé σ_{NC} n'est souvent qu'une partie de la section efficace totale de réaction σ_R (3 -10).

De plus, certaines de ces expériences ont montré que, pour un couple donné projectile-cible, le rapport σ_{NC}/σ_R diminue lorsque l'énergie du projectile augmente (3,5). En outre, les mesures de Galin et al. (6), Bimbot et al. (7) et Pühlhofer et al (8) montrent un accroissement avec l'énergie des sections efficaces de processus autres que celui conduisant à la formation du noyau composé.

De récentes expériences ont montré d'autre part que σ_{NC} était non seulement déterminée par les conditions d'équilibre du noyau composé, mais aussi par la dynamique de la voie d'entrée (9).

Une formulation simple peut être apportée par la décomposition en ondes partielles de la section efficace de réaction qui, rappelons-le, s'écrit :

$$\sigma_R = \pi \lambda\!\!\!^{-2} \sum_{J=0}^{\infty} (2J+1)T_J$$

Il est raisonnable de penser que pour les grandes valeurs de J, correspondant aux trajectoires les plus rasantes, l'interaction nucléaire est trop faible pour conduire à la fusion. L'hypothèse la plus simple est de supposer que, au-delà d'une certaine valeur de J, soit J_c, le noyau composé ne se forme plus. La section efficace de fusion s'écrit alors :

$$\sigma_{NC} = \pi \lambda\!\!\!^{-2} \sum_{J=o}^{J_c} (2J+1)T_J$$

Dans une formulation simple (modèle de "sharp cutt. off") on peut supposer que

$$T_J = 1 \qquad J \leq J_{max}$$

$$T_J = o \qquad J > J_{max}$$

La section efficace de réaction devient égale à :

$$\sigma_R = \pi \lambda\!\!\!^{-2} (J_{max}+1)^2$$

et de la même manière, la section efficace de fusion

$$\sigma_{NC} = \pi \lambda\!\!\!^{-2} (J_c+1)^2$$

On obtient finalement la relation :

$$\frac{\sigma_{NC}}{\sigma_R} = \frac{(J_c+1)^2}{(J_{max}+1)^2} \qquad (I.6)$$

La mesure de σ_{NC} donne par conséquent la valeur de J_c , appelé moment angulaire critique.

La connaissance des sections efficaces de réaction et de fusion complète et dès lors de J_c fournit une information qui va servir à définir les distributions des moments angulaires du noyau composé, rendant possible une meilleure connaissance du processus de désexcitation.

De nombreux théoriciens ont tenté de donner une explication à l'existence de ce moment angulaire critique. Dans le chapitre IV, nous essaierons de voir si ces différents calculs peuvent rendre compte de nos résultats expérimentaux.

C - Théorie statistique.

Le concept du noyau composé, suggéré par Bohr (11) en 1936 pour expliquer les résonances dans les fonctions d'excitation de neutrons lents, a été étendu au domaine du continuum dans le modèle statistique élaboré par Bethe (2) et Weisskopf (12), puis modifié ensuite par Ericson (13), Lang et Le couteur (14), Thomas (15, 16) et Grover et Gilat (17), pour tenir compte des effets de moments angulaires sur la désexcitation du noyau composé.

Dans ce chapitre, nous allons donc rappeler le formalisme de la théorie statistique dont la bonne compréhension est nécessaire pour analyser correctement nos résultats expérimentaux.

1 - Probabilité d'émission.

La section efficace d'émission d'une particule μ , à partir d'un noyau composé a d'énergie d'excitation E, de spin J et de parité π , peut s'écrire :

$$\sigma(a,\mu) = \sigma_{NC}(a,E,J,\pi) \cdot P(\mu,E,J,\pi) \qquad (I.7)$$

σ_{NC} est la section efficace de formation du noyau composé et P la probabilité qu'a ce noyau de se désexciter par émission d'une particule μ . Aux énergies atteintes dans nos expériences, il semble que l'influence du paramètre parité soit peu importante . T. Ericson (13) a montré que si le nombre de nucléons excités dans le noyau est grand, les parités + et - sont d'égale importance. Nous avons donc totalement négligé les effets de ce paramètre sur la désexcitation.

L'expression I.7 est basée sur l'hypothèse d'indépendance de Bohr selon laquelle la désexcitation d'un noyau composé dans un état défini est indépendante de son mode de formation. Le temps qui s'écoule entre la formation et sa désexcitation étant long par rapport au temps de relaxation de la matière nucléaire, le noyau composé a "oublié" la manière dont il a été formé. Cette hypothèse, a été vérifiée pour le première fois par Goshal (18) en comparant la désexcitation du noyau composé de ^{64}Zn formé par les réactions $^{60}Ni + \alpha$ et $^{63}Cu + P$. Depuis, d'autres expériences de ce type, particulièrement avec des ions lourds, ont été réalisées (19, 20).

La probabilité d'émission d'une particule μ d'énergie ϵ et de spin s , à partir d'un noyau composé d'énergie d'excitation E_i et de moment angulaire J_i , pour aboutir à un noyau résiduel (E_f , J_f), est obtenue par le théorème de réciprocité.

Si R_μ est cette probabilité et R_{fi} la probabilité de la réaction inverse, nous avons :

$$g_i \; R_\mu \; (E_i \; , \; J_i \; ; \; E_f \; , \; J_f) = g_f \; R_{f,i} \; (E_f \; , \; J_f \; ; \; E_i \; , \; J_i) \qquad (I.8)$$

où g_i est le nombre d'états dans le noyau composé $(E_i \; , \; J_i)$

g_f le nombre d'états dans le système composé du noyau résiduel et de la particule émise d'énergie ϵ .

Le nombre d'états du noyau composé est égal à

$$g_i = (2J_i + 1) \; \rho \; (E_i \; , \; J_i) \qquad (I.9)$$

où $\rho(E_i, J_i)$ est la densité de niveaux.

Le nombre d'états du système final est à rechercher dans le volume d'espace de phase V dans lequel la particule de quantité de mouvement p et de vitesse v peut rencontrer le noyau final de densité d'états $(2J_f+1) \; \rho(E_f, J_f)$

$$g_f = \frac{V \; 4\pi \; p^2 dp}{h^3} \; (2s+1) \; (2J_f+1) \; \rho(E_f, J_f) \qquad (I.10)$$

La probabilité de la réaction inverse a pour expression :

$$R_{f,i} \; (E_f \; , \; J_f \; ; \; E_i \; , \; J_i) = \frac{v \; \sigma_{inv}}{V}$$

où σ_{inv} est la section efficace de la capture inverse de la particule par le noyau $(E_f \; , \; J_f)$. La section efficace de formation d'un noyau composé de spin J_i à partir d'une particule de spin s et d'un noyau de spin J_f s'écrit :

$$\sigma \; (S, \; l, \; J_i) = \frac{\mu \lambda\!\!\!^{-2} \; (2J_i+1)}{(2 \; s+1)} \; T_l(\epsilon)$$

l est l'ordre de l'onde partielle
$S = J_f+s$ est le spin du canal d'entrée
$J_i = l+S$
$T_l(\epsilon)$ est le coefficient de transmission à l'énergie ϵ pour cette onde partielle l.

La sommation sur toutes les valeurs de l et S permet d'obtenir l'expression de la section efficace inverse σ_{inv}

$$\sigma_{inv} \; (J_f \; , \; S \; ; \; J_i) = \pi \lambda\!\!\!^{-2} \; \frac{(2 \; J_i \; + \; 1)}{(2s+1) \; (2J_f+1)} \; \sum_{S=J_f-s}^{J_f+s} \; \sum_{l=|J_i-S|}^{J_i+S} \; T_l(\epsilon) \qquad (I.11)$$

A partir des expressions 7 à 10, nous aboutissons finalement à :

$$R_\mu \; (E_i \; , \; J_i \; ; \; E_f \; , \; J_f) = \frac{1}{\hbar} \; \frac{\rho(E_f \; , \; J_f)}{\rho(E_i \; , \; J_i)} \; \sum_{S=J_f-s}^{J_f+s} \; \sum_{l=|J_i-S|}^{J_i+S} \; T_l(\epsilon) \qquad (I.12)$$

De nombreux auteurs ont montré l'importance du rôle que peut jouer l'émission de rayonnement électromagnétique dans la désexcitation d'un noyau composé de grand moment angulaire.

Nous citerons les expériences d'Alexander et Simonoff sur les noyaux de Dysprosium (21) et de Mollenauer sur ^{140}Ce (22). Les transitions électromagnétiques peuvent être d'ordre dipolaire ou quadrupolaire. Grover et Gilat (17) ont montré que l'émission quadrupolaire pouvait même devenir prépondérante à la fin de la chaîne de désexcitation. Il est donc nécessaire d'introduire cette voie de désexcitation en compétition avec l'émission de particules (n, p, α). Pour traiter l'émission de rayonnement électromagnétique, il n'est pas possible d'utiliser l'expression I.12, les coefficients de transmission correspondant à la réaction inverse étant pratiquement inconnus pour les réactions photonucléaires. Cependant, Grover et Gilat ont proposé de faire intervenir une probabilité d'émission gamma R_γ voisine de l'expression I.12 :

$$R_\gamma(E_i , J_i ; E_f , J_f) = \frac{1}{\pi} \frac{\rho(E_f , J_f)}{\rho(E_i , J_i)} \sum_L \xi_L \epsilon^{2L+1} \qquad (I.13)$$

où L est la multipolarité de l'émission considérée (L=1 pour l'émission dipolaire et 2 pour l'émission quadrupolaire)

ϵ est l'énergie du photon
ξ_L est une constante de normalisation ajustée par rapport à une probabilité d'émission expérimentalement connue. Nous reviendrons par la suite sur le calcul de cette constante.

Les probabilités d'émission (relations I.12 et I.13) sont dès lors calculables pourvu que l'expression de la densité de niveaux $\rho(E , J)$ soit connue.

2 - Densités de niveaux.

Rappelons tout d'abord la différence entre état et niveau. Un niveau est caractérisé par son énergie, son moment angulaire et sa parité; un état se définit en plus par la projection M de son moment angulaire sur l'axe de quantification.

a) Approximation gaussienne.

Ericson a montré que le nombre d'états d'énergie E avec une projection M avait une forme gaussienne :

$$\omega(E,M) = \frac{\omega(E)}{\sqrt{2\pi}<M^2>} \exp - \frac{M^2}{2<M^2>} \qquad (I.14)$$

où $\omega(E)$ est le nombre total de niveaux de toutes les projections.

$<M^2>$ la projection quadratique moyenne.

En effet, la projection du moment angulaire total M sur l'axe de quantification est le résultat d'un couplage au hasard de toutes les projections de moment angulaire de chaque particule. Nous pouvons identifier $<M^2>$ avec la déviation standard σ^2 appelée paramètre de spin cuttoff.

La densité totale d'états dans un gaz de Fermi (23) est donnée par la formule

$$\omega(E) = k(E+t)^{-5/4} \exp [2(a E)^{\frac{1}{2}}]$$

Dans cette expression, a est le paramètre de densité de niveaux relié à la densité de particules indépendantes au niveau de Fermi, t la tempé-

rature thermodynamique et E l'énergie d'excitation liées par la relation :

$$E = at^2 - t \qquad (I.15)$$

Le nombre d'états de projection M est égal au nombre de niveaux de $J \geq M$; le nombre de niveaux avec une valeur définie de J est donc la différence entre les densités d'états avec $M = J$ et $M = J + 1$, d'où la relation :

$$\rho(E , J) = \omega(E , M = J) - \omega(E , M = J + 1) \qquad (I.16)$$

En combinant les expressions (14) et (16), on obtient

$$\rho(E , J) = \frac{\omega(E)}{\sqrt{2\pi\sigma^2}} \left[\exp \frac{-J^2}{2\sigma^2} - \exp \frac{-(J+1)^2}{2\sigma^2} \right]$$

Un développement limité de cette relation conduit à l'expression approchée :

$$\rho(E , J) = \frac{\omega(E)\,(2J + 1)}{2\sigma^2 \sqrt{2\pi\sigma^2}} \exp \frac{-(J + 1/2)^2}{2\sigma^2} \qquad (I.17)$$

où σ^2 peut être reliée au moment d'inertie du noyau par la relation :

$$\sigma^2 = \frac{It}{\hbar^2} \qquad (I.18)$$

L'équation I.17 est celle qui, jusqu'à présent, a été le plus couramment employée.

Certains auteurs en ont étudié la validité (15, 24). Hillmann et Grover (25) ont calculé les densités de niveaux de manière numérique. Chaque configuration en énergie est calculée à partir du modèle en couches ainsi que les moments angulaires possibles pour chaque configuration. La comparaison avec la relation I.17 montre que celle-ci prédit une densité de niveaux trop grande pour des valeurs élevées de moment angulaire.

Bloch (26) avait déjà noté auparavant que l'approximation gaussienne n'était en toute rigueur applicable qu'à des états de bas spin.

Cependant, le calcul numérique des densités de niveaux pour tous les noyaux d'une chaîne de désexcitation paraît d'autant plus difficile à réaliser que les énergies d'excitation et les moments angulaires mis en jeu dans nos expériences sont très élevés. Il nous faut, par conséquent, utiliser une expression analytique reproduisant au mieux les résultats obtenus par un calcul exact. Cette comparaison entre une solution numérique exacte et diverses expressions analytiques a été effectuée par Gilat (27). L'expression obtenue par Lang (28) que nous allons expliciter maintenant, est celle qui donne les résultats les plus corrects même pour des valeurs élevées de spin.

b) Expression de Lang.

A la différence des autres auteurs qui ont considéré, dans la densité de niveaux, la partie dépendante du spin comme plus ou moins indépendante de la partie fonction de l'énergie, Lang a considéré directement l'influence des moments angulaires sur la densité de niveaux d'un gaz de Fermi, et l'expression qu'il a obtenue est sensiblement différente de la relation I.17.

Dans le traitement de Lang, la densité d'états à une énergie d'excitation E avec une composante de moment angulaire M est définie par les relations suivantes :

$$\omega(E, M) = \omega(U, O) \tag{I.19}$$

où $$U = E - \frac{M^2}{2c} \tag{I.20}$$

et $$\omega(U,O) = \frac{1}{12\,(2c)^{\frac{1}{2}}} \exp\left[2\,(aU)^{\frac{1}{2}}\right] / 2c^{\frac{1}{2}}\, a^{\frac{3}{2}}\, t^3 \tag{I.21}$$

$$E = at^2 - \frac{3}{2}t + \frac{M^2}{2c} \tag{I.22}$$

$$c = \langle m^2 \rangle g$$

$\langle m^2 \rangle$ est la projection quadratique moyenne par particule
et g la densité de particules indépendantes au niveau de Fermi

Bethe (2) et Bloch (26) ont montré que $\langle m^2 \rangle g\hbar^2$ était assimilable au moment d'inertie du noyau et que ce moment d'inertie était celui d'un corps rigide.

Par conséquent $\frac{M^2}{2c}$ est un terme exprimant l'énergie de rotation du système.

L'expression générale de la densité d'états s'écrit alors

$$\omega(E, M) = \frac{1}{12\, c^{\frac{1}{2}}\, a^{\frac{3}{2}}\, t^3} \exp 2\left[a\left(E - \frac{M^2}{2c}\right)\right]^{\frac{1}{2}} \tag{I.23}$$

La densité de niveaux est naturellement obtenue à partir des relations I.23 et I. 16.

Notons qu'un développement en série de Taylor de Ln $\omega(E,M)$ pour de faibles valeurs de M conduit à la relation :

$$\omega(E, M) = \omega(E,O) \exp - \frac{M^2}{2c\tau} \tag{I.24}$$

où τ , la température nucléaire est définie par

$$\tau^{-1} = \frac{\partial}{\partial E} \{\log (\omega(E,O))\}$$

L'équation I.24 est pratiquement identique à la relation I. 17 obtenue par l'approximation gaussienne.

Les deux traitements sont donc bien équivalents à haute énergie d'excitation (ou $t = \tau$) , et lorsque les moments angulaires mis en jeu ne sont pas trop élevés. L'avantage de l'expression de Lang sur l'approximation gaussienne est l'introduction naturelle des niveaux "Yrast" dans le calcul (29). Le terme $\frac{M^2}{2c}$ dans l'exponentielle est bien l'expression d'une énergie de rotation qui , en terme de moment angulaire J et de moment d'inertie I s'écrit :

$$E_{rot} = \frac{\hbar^2 \left(J + \frac{1}{2}\right)^2}{2I} \qquad (I.25)$$

Cette équation définit l'énergie au-dessous de laquelle il n'y a pas de niveaux de spin J. Les transitions sont donc limitées à une certaine zone du plan (E , J), zone délimitée par la courbe définie par l'équation (I.25). C'est cette courbe que nous appelons ligne Yrast. Lorsque l'énergie d'excitation se trouve entièrement sous forme rotationnelle, la désexcitation ne peut alors se faire que par émission de rayonnement électromagnétique.

Thermodynamiquement, l'expression I.23 n'est pas réaliste pour une énergie d'excitation nulle puisqu'elle conduit alors à une densité de niveaux infinie.

Lang propose de remplacer t^3 par une constante pour de faibles températures, constante choisie de telle façon que le nombre total de niveaux soit proche de g , pour une température nulle. Grover et Gilat ont proposé $t_o = 0.2$ MeV comme valeur limite.

Avec les expressions I.12, I.13 et I.23, nous disposons maintenant d'un support théorique nous permettant des comparaisons avec les données expérimentales (spectres en énergie de particules, sections efficaces intégrées sur tout l'espace). Dans ces expressions, apparaissent certains paramètres tels que le paramètre de densité de niveaux a , le moment d'inertie du noyau I , ainsi que les pénétrabilités correspondant à la section efficace inverse du noyau composé.

3 - Choix des paramètres et influence des couches fermées.

La théorie statistique ne permet pas de traduire les propriétés individuelles des nucléons. Il est cependant nécessaire de tenir compte des effets que peut avoir sur la désexcitation du noyau composé, la structure en couches du noyau.

a) Paramètre de densité de niveaux

Il existe certaines méthodes permettant de déterminer la valeur du paramètre de densité de niveaux a à faible énergie d'excitation ($E^* \sim 8$ MeV). La plus fructueuse est certainement le comptage du nombre de niveaux en étudiant les résonances par neutrons lents. Erba (30), Lang (31) et Baba (32) ont compilé un nombre important de résultats pour des noyaux voisins du Tellure. Le paramètre a qui en est déduit correspond à une valeur proche de A/6 , donc plus élevée que la valeur moyenne généralement adoptée A/8. De plus, les expériences sur la désexcitation du noyau composé de ^{123}Xe à 62 MeV d'énergie d'excitation faites par Brun et al (33) ont été correctement expliquées avec ce paramètre égal à A/6.

Nous avons choisi par conséquent de conserver cette valeur moyenne dans nos calculs, les résultats tabulés par Lang et Erba ne semblant pas montrer de variations brusques de a dues à la proximité de la couche fermée à 50 protons alors qu'il y a une chute notable de la valeur de a dans la région de la couche doublement magique Z = 82 , N = 126 de même que près des couches N = 82 et N = 50.

Notons toutefois, que Gilbert et Cameron (34) ont proposé une correction de couche suivant l'expression (valable pour des noyaux non déformés) :

$$a/A = .00917 (S_N + S_Z) + 0.142$$

où S_Z et S_N sont les corrections de couches pour les neutrons et protons.

En utilisant cette relation, on trouve une valeur voisine de $A/6,5$ pour $Z = 52$ et $Z = 48$ et $A/7$ pour $Z = 50$. Cette variation de 7 % de la valeur de a pour des noyaux voisins, peut entrainer des variations considérables des rapports d'émission $\Gamma p/\Gamma \alpha$, surtout à haute énergie d'excitation (35). Ce dernier point est en contradiction avec l'hypothèse, qui nous semble la plus réaliste, d'une atténuation des effets de couches avec l'énergie d'excitation.

b) Effet de Pairing.

L'énergie d'excitation doit être corrigée, comme l'ont proposé Hurwitz et Bethe (36), pour tenir compte de la parité du nombre de nucléons. On introduit à cet effet, comme l'a montré Newton (37), une énergie de Pairing δ nulle pour les noyaux impair-impair, proche de 1 MeV pour les noyaux pair-impair et de 2 MeV pour les noyaux pair-pair.

L'énergie d'excitation devient égale à :

$$E = E^* - \delta$$

On déplace ainsi de δ le niveau fondamental du noyau considéré. Les valeurs de δ que nous avons utilisées sont celles tabulées par Gilbert et Cameron (34).

Toutefois, l'introduction de cet effet de pairing n'a que relativement peu d'importance lorsque l'étude porte, comme dans notre cas sur les spectres en énergie de particules issues de toute la chaîne de désexcitation et non sur l'étude des noyaux résiduels.

c) Effet Rosenzweig.

Il nous paraît intéressant de voir dans quelle mesure la proximité de la couche fermée à 50 protons peut influer sur nos résultats expérimentaux. Rosenzweig (38) a montré que le modèle en couches conduit à un effet marqué sur la densité de niveaux, effet dépendant du degré de remplissage de la couche au niveau fondamental. Si une sous couche a une dégénérescence n et est remplie par k particules, celles-ci peuvent être réarrangées en $\frac{n!}{k!(n-k)!}$ différentes configurations sans dépense d'énergie.

De ce fait, les noyaux à couche fermée ont une densité de niveaux plus faible que les noyaux voisins à la même énergie d'excitation.

Rosenzweig propose de modifier, dans le modèle statistique, l'énergie dont dispose le système d'une valeur ΔE , fonction du nombre d'occupation de neutrons et de protons. L'énergie d'excitation disponible est alors $E + \Delta E$. ΔE est négatif et dépend de la proximité de la couche fermée. La correction est la plus grande pour une couche fermée et devient négligeable lorsque la couche est à moitié remplie. Suivant Rosenzweig, ΔE peut être calculée ainsi lorsque l'énergie d'excitation est grande :

$$\Delta E = \underbrace{\frac{g\, d_n}{12} - \frac{d_n}{2g}\left(n - \tfrac{1}{2}g\right)^2}_{a} + \underbrace{\frac{e\, d_p}{12} - \frac{d_p}{2e}\left(p - \tfrac{1}{2}e\right)^2}_{b} \qquad (I.26)$$

Les expressions a et b correspondent aux corrections dues aux neutrons et aux protons ; g et e sont les dégénérescences des niveaux en question, d_n et d_p les espacements de niveaux, n et p les nombres de protons et de neutrons sur le dernier niveau. La méthode de Rosenzweig déjà utilisée avec succès par Blann (39), a l'avantage d'atténuer l'effet de couche lorsque l'énergie d'excitation augmente ce qui paraît plus réaliste que la variation de a proposée par Cameron.

La présence de la couche $g^{9/2}$ en protons près de la couche magique à 50 protons semble d'après Ericson favoriser l'existence de cet effet Rosenzweig. La question de l'existence possible de cet effet à haute énergie d'excitation constituera bien sur l'une de nos préoccupations lors de l'analyse de nos résultats expérimentaux

d) Moment d'inertie.

Si le moment d'inertie du noyau intervient directement dans l'expression de la densité de niveaux, rappelons que la connaissance de la ligne Yrast est étroitement liée à celle du moment d'inertie (expression I.25). Une revue des données expérimentales concernant la valeur du moment d'inertie du noyau a été effectuée récemment par Huizenga et Moretto (40). La source d'information la plus large est certainement l'étude des distributions angulaires des particules émises par le noyau composé (41 - 43). Si pour des énergies d'excitation faibles, le moment d'inertie est inférieur à celui de la sphère rigide (44), au-delà de 10 MeV, les résultats expérimentaux semblent s'expliquer correctement avec un moment d'inertie égal à celui de la sphère rigide I_r.

Nous avons donc choisi, dans une première étape, de garder ce paramètre constant et égal à I_r, soit

$$I = I_r = \frac{2}{5} MR^2$$

où R, le rayon du noyau est défini par

$$R = r_o (A_1^{1/3} + A_2^{1/3})$$

La constante r_o a été prise égale à 1.25 fm en accord avec les mesures de diffusion élastique d'électrons réalisées par Hofstadter (45).

Il faut noter néanmoins que toutes les expériences sur lesquelles nous nous sommes appuyés pour choisir cette valeur, ont été effectuées dans des conditions telles que les moments angulaires mis en jeu étaient faibles. Comme l'ont noté déjà Reames (46) et Knox (47), il est possible que dans les réactions mettant en jeu des moments angulaires importants, il y ait une variation du moment d'inertie due à la distorsion d'origine centrifuge du noyau (48).

D'autre part, certains auteurs (25, 49) ont trouvé, par des calculs numériques de densités de niveaux que le moment d'inertie pouvait être plus important que celui de la sphère rigide ($I \sim 1.2 I_r$).

Nous discuterons ces deux dernières remarques lors de l'interprétation de nos résultats expérimentaux.

e) Coefficients de transmission.

Les coefficients de transmission sont calculés à partir du modèle optique par le programme ABACUS II (51).

Les paramètres que nous avons utilisés sont ceux de Mani et al (52) pour les neutrons, Björklund et Fernbach (53) pour les protons, et Huizenga et al pour les particules alpha (54) :

i) Neutrons et protons :

potentiel central

partie réelle $- V_o f_R(r)$ $\qquad f_R(r) = \dfrac{1}{1 + \exp\left(\dfrac{r - R_R}{a_R}\right)}$

partie imaginaire $- W_o f_I(r)$ $\qquad f_I(r) = \exp\left(- \dfrac{r - R_I}{a_I}\right)$

potentiel spin orbite $\sigma \cdot l \left(\dfrac{\hbar}{\mu c}\right)^2 \dfrac{V_{so}}{r} \dfrac{d}{dr} [f_R(r)]$

(σ est l'opérateur de spin de Pauli)

potentiel coulombien (pour les protons)

$$\frac{Z e^2}{2 R_c} \left(3 - \frac{r^2}{R_c^2}\right) \qquad r \leq R_c$$

$$\frac{Ze^2}{r} \qquad r > R_c$$

$$R_c = R_R + 5 a_R$$

Les valeurs des paramètres utilisés sont les suivantes :

$R_R = R_I = 1.25\ A^{\frac{1}{3}}$ fm

$a_R = .65$ fm

$a_I = 1.2$ fm (protons)
$\quad\ .95$ fm (neutrons)

$V_o = 49.7 - .424\ \epsilon - 0.0042\ \epsilon^2$

$W_o = 1.5 + 4.35 \ln \epsilon$

$V_{so} = 12 - 1.79 \ln \epsilon$

Pour moyenner la dépendance des coefficients de transmission sur le couplage spin orbite, nous avons utilisé l'expression suivante :

$$T_\ell = (2\ell + 1)^{-1} \left[\ell\, T_{\ell, \ell - \frac{1}{2}} + (\ell + 1)\, T_{\ell, \ell + \frac{1}{2}}\right]$$

ii) Particules alpha

potentiel central

$$U = V_o\ f_R(r) + W_o f_I(r)$$

$$f_R(r) = f_I(r) = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{r-R}{a}\right)}$$

Le potentiel coulombien est identique à celui utilisé pour les protons.

Les paramètres utilisés ont pour valeur :

$R_1 = (1.17\ A^{1/3} + 1.77)$fm

$a = .576$ fm

$V_o = 50$ MeV

W_o est fonction de la masse atomique du noyau cible; au niveau du Tellure $W_o = 16$ MeV.

4 - Distributions angulaires.

Notre objectif étant essentiellement d'étudier l'influence des moments angulaires sur la désexcitation du noyau composé, l'étude des distributions angulaires peut nous être d'une aide précieuse, leur anisotropie étant liée de façon sensible à la valeur des moments angulaires atteints lors de la réaction.

La conservation du moment angulaire impose au noyau composé une fois formé de tourner autour d'un axe perpendiculaire au faisceau incident. Les particules sont donc émises de façon privilégiée dans le plan équatorial. Si on moyenne sur toutes les directions possibles de l'axe de rotation, la distribution angulaire des particules émises va présenter un maximum à 0° et 180° par rapport à la direction du faisceau, ces directions étant communes à tous les plans équatoriaux.

Ericson et Strutinski (13, 58) ont étudié les distributions angulaires dans le cadre d'une approximation semi-classique. Dans cette approximation, les spins intrinsèques de la particule incidente, du noyau cible, et de la particule émise sont négligés par rapport au grand moment angulaire du noyau composé. Cette condition est certainement remplie dans nos expériences.

Le spin de la particule ν est cependant considéré sous forme de poids statistique $g_\nu = 2\, S_\nu + 1$. Ainsi, nous avons l'égalité $J_i = J_f + \ell$ ou J_i, J_f et ℓ

sont respectivement les moments angulaires du noyau composé, du noyau final et de la particule émise.

La section efficace différentielle d'émission d'une particule ν d'énergie ε_ν dans la direction n, s'écrit :

$$\sigma(n,\varepsilon_\nu) = \pi\lambda\!\!\!^{-2} \int_0^\infty 2\, J_i T_{J_i} \frac{P(J_i\ ,\ \varepsilon_\nu)}{P(J_i)}\, dJ \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} d\phi\ \frac{P(J_i\ ,\ \varepsilon_\nu\ ,\ n)}{P(J_i\ ,\ \varepsilon_\nu)} \qquad (I.27)$$

- T_{J_i} est le coefficient de transmission pour la formation du noyau composé de moment angulaire J_i .
- $P(J_i\ ,\ \varepsilon_\nu)$ est la probabilité d'émission de la particule ν d'énergie ε_ν , à partir du noyau composé de spin J_i intégrée sur tout l'espace.
- $P(J_i)$ est la probabilité totale d'émission .
- $P(J_i\ ,\ \varepsilon_\nu\ ,\ n)$ est la probabilité d'émission de ν avec l'énergie ε_ν dans une direction n à partir du noyau de spin J_i .
- $P(J_i\ ,\ \varepsilon_\nu)$ la même probabilité que précédemment intégrée sur tout l'espace.
- ϕ est l'angle azimutal décrivant la position de J_i , perpendiculaire à la direction du faisceau.

L'expression I.27 est donc le produit d'un terme dépendant de la direction d'émission et d'un autre correspondant à la section efficace d'émission intégrée sur tout l'espace.

- $P(J_i\ ,\ \varepsilon_\nu)$ et $P(J_i)$ sont aisément calculables par l'équation I.12. De la même manière et en appliquant le théorème de réciprocité, on peut calculer $P(J_i\ ,\ \varepsilon_\nu\ ,\ n)$ soit :

$$\rho(E_i\ ,\ J_i)\, P\,(J_i\ ,\ \varepsilon_\nu\ ,\ n)\, d\,\varepsilon_\nu\, d\,\Omega_\nu = \frac{d^3 p_\nu}{\hbar^2}\ g_\nu\, v_\nu \int d\sigma_{\ell\nu}(n\ ,\ \varepsilon_\nu)\ \times$$

$$\int \delta^3(J_f + \ell - J_i)\ \rho(E_f\ ,\ J_f)\, d^3 J_f \qquad (I.28)$$

- $\delta^3\,(J_f + \ell - J_i)$ est la fonction de Dirac à trois dimensions qui tient compte de la conservation du moment angulaire.
- $d\sigma_\ell(n, \varepsilon_\nu)$ représente ici la section efficace inverse de formation du noyau composé et a pour valeur

$$d\sigma_\ell(n\ ,\ \varepsilon_\nu) = \lambda\!\!\!^{-2}\ T_\ell(\varepsilon_\nu)\ \delta(n\ .\ \ell)\ d^3\ell \qquad (I.29)$$

La fonction de Dirac $\delta(n.\ell)$ tient compte du fait que le moment angulaire orbital ℓ de la particule ν est toujours perpendiculaire à la direction n.

Utilisant les expressions I.29 et I.28 associées à la relation I.27, Ericson obtient le résultat final suivant

$$\sigma(\theta, \varepsilon_\nu) = \pi\lambda^2 \int_0^\infty 2J_i T_{J_i}\, dJ_i \times$$

$$\frac{(2s_\nu + 1)\, \rho_f(E_f, 0) \int_0^\infty 2\ell T_\ell(\varepsilon_\nu)_e \frac{-J_i^2 + \ell^2}{2\sigma_f^2} W_{J_i\ell}(\theta, \varepsilon_\nu)\, d\ell}{\sum_\mu (2s_\mu + 1) \int_0^\infty dE\, \rho_f(E) \int_0^\infty 2\ell T_\ell(\varepsilon_\nu)_e \frac{-J_i^2 + \ell^2}{2\sigma_f^2} j_o\left(\frac{J_i \ell}{\sigma_f^2}\right) d\ell} \qquad (I.30)$$

σ_ν le paramètre de spin cutt-off relatif au noyau résiduel, s'écrit :

$$\sigma_\nu^2 = \frac{I_t}{\hbar^2}$$

j_o est la fonction de Bessel sphérique d'ordre zéro. $W_{J\ell}(\theta, \varepsilon_\nu)$ exprime la dépendance angulaire de la section efficace et s'écrit :

$$W_{J\ell}(\theta, \varepsilon_\nu) = \frac{1}{4\pi} \sum_K (-1)^K (4K + 1) \left[\frac{(2K)!}{(2^K K!)^2}\right]^2 J_{2K}\left(\frac{iJ\ell}{\sigma_\nu^2}\right) P_{2K}(\cos\theta) \qquad (I.31)$$

J_{2K} est la fonction de Bessel sphérique d'ordre 2K

$P_{2K}(\cos\theta)$ le polynôme de Legendre d'ordre 2K .

Des équations I.30 et I.31, il s'ensuit immédiatement que l'anisotropie de la distribution angulaire des particules émises est surtout déterminée par la valeur du terme $\frac{J_i \ell}{\sigma_f^2}$, c'est-à-dire, par le couplage des moments angulaires J_i du noyau initial et de la particule émise ℓ . Ce terme augmente avec J_i et ℓ , mais décroit lentement quand l'énergie du noyau résiduel augmente. De fortes anisotropies doivent correspondre à l'émission de particules de grande énergie emportant un grand moment angulaire à partir d'un état de haut spin du noyau composé.

Deux cas limites de l'équation I.30 peuvent se présenter :

- Le couplage fort lorsque $J\ell/\sigma^2 \gg 1$.

Dans le cas limite d'un complet alignement de J et ℓ , la distribution angulaire se réduit à :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \alpha \frac{1}{\sin\theta}$$

ce qui correspond à une très forte anisotropie

- Le couplage faible lorsque $J\ell/\sigma^2 \ll 1$

Dans ce cas extrême, correspondant à une densité de niveaux indépendante du spin, nous aboutissons à une distribution angulaire isotrope.

Pour des couplages un peu moins faibles, la distribution angulaire moyenne est donnée par :

$$\sigma(\theta) \alpha\ 1 + \frac{1}{3}\ m_\nu \frac{R^2\ \hbar^2\ \overline{J^2}}{2I^2\ t}\ P_2\ (\cos\ \theta)$$

où m_ν est la masse de la particule, $\overline{J}$ le moment angulaire moyen du noyau initial, et R le rayon nucléaire.

Cette dernière expression a été souvent employée pour obtenir des informations sur les paramètres de la théorie statistique (33, 59, 60).

Cependant, dans quelques cas intermédiaires entre les couplages forts et faibles, la formule complète a déjà été utilisée (41, 43, 46).

CHAPITRE II

TECHNIQUES EXPERIMENTALES

A - CHOIX DU SYSTEME - CIBLES.

Le choix du système des deux réactions nécessaires à notre étude provient essentiellement des conditions de formation et de désexcitation du noyau composé.

Si la masse du noyau composé est trop faible, les moments angulaires atteints seront faibles. Si par contre sa masse est trop conséquente, la fission deviendra la voie de désexcitation prépondérante. C'est pourquoi, nous avons choisi de former un noyau composé de masse intermédiaire , $^{117}_{52}Te$ qui, en outre, de par la proximité de la couche magique à 50 protons va nous permettre d'étudier les effets de couches, à de grandes énergies d'excitation, sur l'évaporation de particules. Les deux cibles qui ont été choisies sont $^{103}_{45}Rh$ et $^{77}_{34}Se$ associées aux projectiles $^{14}_{7}N$ et $^{40}_{18}Ar$ aboutissant au même noyau $^{117}_{52}Te$.

Le choix des épaisseurs respectives de ces deux types de cibles nous a été dicté par des considérations de largeur en énergie de la cible et de taux de comptage des particules détectées. Il est important, en effet, que le noyau composé formé dans les deux cas ($Ar + ^{77}Se$; $N + ^{103}Rh$) ait à peu près la même largeur en énergie d'excitation. Ceci implique une cible de Rhodium plus épaisse que celle de Sélénium, le pouvoir d'arrêt électronique étant plus important avec l'argon qu'avec l'azote (61). Il faut, d'autre part, que la quantité de matière soit suffisante pour obtenir un taux de comptage raisonnable. Cela est particulièrement important pour la réaction induite par le projectile Argon de 155 MeV sur le sélénium où la proximité de la barrière coulombienne implique une faible section efficace de réaction. Malheureusement, il faut également tenir compte de l'augmentation très rapide de cette même section efficace avec l'énergie incidente lorsque celle-ci est proche du seuil de réaction.

Les épaisseurs choisies résultent donc d'un compromis entre ces effets contradictoires. Nous avons utilisé des cibles de Sélénium de 800$\mu g/cm^2$ et de Rhodium de 1.65 mg/cm^2. La très mauvaise tenue des cibles de Sélénium dans le faisceau d'Argon (mauvaise conductibilité thermique, température de fusion très basse) nous a conduit à utiliser des cibles de Sélénium montées en sandwich entre deux couches d'Or. Ces cibles ont été préparées par évaporations successives sous vide d'une couche d'Or épaisse (800$\mu g/cm^2$) sur une feuille de mica fraîchement clivée, d'une couche de Sélénium (800$\mu g/cm^2$), celui-ci étant recouvert ensuite d'un mince film d'Or (~ 250$\mu g/cm^2$). Le faisceau d'Argon pénétrant par la couche mince, la largeur en énergie n'en était pratiquement pas altérée. Les cibles ainsi obtenues sont décollées par flottation et fixées immédiatement après sur un cadre d'Aluminium.

La présence des deux couches d'Or ne perturbe en aucune façon nos mesures, la barrière coulombienne étant beaucoup plus élevée que l'énergie la plus

basse du faisceau d'Argon utilisé. De plus, à l'autre énergie d'Argon (208 MeV), l'évaporation de particules chargées à partir du noyau composé formé par la réaction Ar + Au est très faible comparée à l'émission de neutrons et à la fission.

Les cibles de Rhodium sans support ont, elles, été achetées dans le commerce*. Préparées par laminage à froid, elles se sont révélées être très robustes.

La mesure absolue de l'épaisseur de Rhodium a été faite par gravimétrie. Celle des cibles de Sélénium a été effectuée par étude du ralentissement des particules alpha provenant d'une source de Th C (E_α = 6.05 MeV) et Th C' (E_α = 8.78 MeV) en comparant les pertes d'énergies mesurées à celles de Williamson et Bugeot (62).

Dans tous les cas, un contrôle continu de l'épaisseur de ces cibles est effectué durant les expériences par mesure de la diffusion élastique du projectile à un petit angle, où la section efficace provient d'une diffusion coulombienne pure.

Ces mesures de diffusion élastique nous ont permis également de contrôler l'état de pureté de nos cibles, à l'exception des impuretés de masse voisine de celle de la cible. Nous avons ainsi détecté dans le Rhodium la présence d'un élément étranger que nous avons attribué à l'iridium, cet élément étant l'impureté la plus abondante indiquée par le fabricant (100 ppm). En fait, nous en avons trouvé une quantité proche de 25 µg, ce qui, compte tenu de la masse de cet élément, ne nous a gêné en aucune façon dans nos expériences.

La recherche d'élément étranger dans le Sélénium s'est révélée négative. Nous pouvons ainsi écarter la présence d'éléments lourds de masse supérieure à 30 dont le poids excède 10µg. La sensibilité de la méthode nous interdit en effet la détection de la présence de produits très légers. Par contre, en étudiant la désexcitation du noyau de ^{117}Te formé par la réaction Ar + Se, nous avons constaté la présence d'une raie en protons facilement attribuable à la diffusion élastique de l'argon sur l'hydrogène, l'intensité de ce pic diminuant en fonction du temps. Cette faible quantité d'hydrogène (quelques µg) est probablement due à la présence de H_2O. Nos mesures n'en sont absolument pas altérées, le noyau composé pouvant être formé avec ces composants ayant une énergie de recul telle que l'émission de particules se fait à de très petits angles.

Notons enfin que le ^{77}Se ne rentrant que pour 7 % dans le Sélénium naturel, nous avons utilisé du sélénium enrichi dont la composition est donnée sur le tableau II.1.

Nous avons néanmoins utilisé des cibles de Sélénium naturel pour l'étude de la diffusion élastique et lors de mesures réalisées avec l'argon à 207 MeV. A cette énergie, nous avons cependant vérifié par quelques mesures avec ^{77}Se que les distributions angulaires et les spectres en énergie n'étaient pas modifiés, seule, la valeur de la section efficace d'évaporation de proton étant différente.

A	74	76	77	78	80	82
R %	.16	2.1	81.08	7.78	7.55	1.34

Tableau II 1

Composition isotopique des cibles de Sélénium enrichi.

* Materials Research Corporation, New York 109 62.

B - FAISCEAUX D'IONS LOURDS UTILISES.

Les faisceaux d'azote nous sont fournis par le cyclotron à énergie variable d'Orsay (CEVIL) dont les caractéristiques sont bien connues (63). Les faisceaux d'argon sont obtenus par l'accélérateur ALICE d'Orsay (64) : Un accélérateur linéaire, pouvant accélérer tous les ions dont le rapport Z_i/A est supérieur à 0.08, avec une énergie fixe de 1.1 MeV/Uma, déterminée par le nombre de tubes de glissement et la tension appliquée à chaque intervalle d'accélération injecte ces ions dans le plan médian du CEVIL ; la source d'ions du cyclotron est alors remplacée par une feuille de carbone de $20\mu g/cm^2$, placée près du centre, qui permet l'arrachement des électrons de l'ion accéléré pour obtenir avant accélération par le cyclotron, une charge plus élevée.

Le tableau II.2 montre la distribution de charges de l'argon après traversée de la feuille d'épluchage (65). Notons qu'à l'entrée de la feuille, l'argon est chargé 4^+. Un choix judicieux de la charge accélérée permet de couvrir une zone d'énergie pour l'argon variant de 145 à 300 MeV.

Z	9^+	10^+	11^+	12^+	13^+	14^+	15^+
R %	1.0	7.7	22.0	33.6	25.2	8.2	1.0

Tableau II 2

Distribution de charges de l'argon après traversée de la feuille d'épluchage.

ION	CHARGE	HF MHz	E_{MeV}
^{14}N	4^+	6.3578	82.0
^{14}N	5^+	7.749	122.5
^{40}Ar	10^+	5.163	155.0
^{40}Ar	11^+	5.981	208.0

Tableau II 3

Conditions de fonctionnement de la machine.

Le tableau II.3 donne les conditions de fonctionnement requises pour accélérer les ions que nous avons utilisés. La résolution en énergie de la machine est de l'ordre de 1 %. En interposant un diaphragme sur la trajectoire de sortie, là ou le faisceau est dispersé en énergie, on augmente la résolution jusqu'à 0.5 % .

Nos expériences nécessitant un faisceau de bonne résolution angulaire, nous disposons à cet effet, à la sortie du cyclotron après le déflecteur électrostatique, de deux lentilles quadrupolaires entre lesquelles se trouve un aiguilleur magnétique. La tache du faisceau visualisée sur un quartz, placé au centre de la chambre à réaction est inférieure à 8 mm de diamètre. La résolution angulaire pour une distance cible-détecteur de 300 mm et un diamètre de détection de 4 mm est de 1.5 % (cas de la diffusion élastique).

Pour les expériences de noyau composé, où la distance cible-détecteur est de 200 mm, la résolution n'est que de 2.5 %. Cette résolution est suffisante, les distributions angulaires des particules évaporées ne présentant aucune discontinuité brutale en section efficace.

Notons pour terminer que les énergies réelles dont nous parlerons par la suite (énergie du système dans le centre de masse, énergie d'excitation) sont

les énergies au centre de la cible qui sont indiquées sur le tableau II.4 (Les réactions induites par ^{14}N sur Rh ont un Q de réaction pratiquement nul , ce qui explique l'égalité entre E* et E_{CM}).

ION	E_{lab} (MeV)	E_{cm} (MeV)	E^* (MeV)
$^{14}N^{4+}$	81	71	71 ± 1.5
$^{14}N^{5+}$	121	107	107 ± 2.4
$^{40}Ar^{10+}$	146	96	71 ± 2.7
$^{40}Ar^{11+}$	201	132	107 ± 2.7

Tableau II 4

Energies au centre des cibles.

C - INTENSITES DE FAISCEAUX - LEURS MESURES.

L'épaisseur de nos cibles est largement suffisante pour que s'établisse, au cours de leur traversée, un équilibre de charges des ions. Cet équilibre est une fonction de l'énergie des ions et de la nature du ralentisseur, la charge moyenne diminuant très légèrement avec la masse du ralentisseur pour une même énergie.

Pour les projectiles Azote, les charges moyennes ont été déduites des résultats expérimentaux de Northcliffe (61), sur un ralentisseur d'Aluminium.

Avec l'Argon, la charge moyenne a été mesurée par Baron (65) à 200 MeV après traversée d'une cible d'Or et extrapolée à 155 MeV à partir des courbes de Betz et Schmelzer (66).

Les valeurs des charges moyennes à l'équilibre sont indiquées sur le tableau II.5 pour les cas envisagés ici.

ION	E_{MeV}	Charge moyenne à l'équilibre
^{14}N	81	6.87^+
^{14}N	121	6.96^+
^{40}Ar	146	14.9^+
^{40}Ar	201	15.35^+

Tableau II 5

Charges moyennes à l'équilibre.

La détermination des sections efficaces absolues, nécessite la connaissance du nombre d'ions ayant traversé la cible. Cette mesure est effectuée à l'aide d'un cylindre de Faraday constitué essentiellement d'une feuille d'or placée au fond d'un cylindre parfaitement isolé électriquement. De plus, un anneau de garde porté à une tension de -300 volts, à l'entrée du cylindre évite de surestimer l'intensité du faisceau. Un intégrateur de courant nous permet ensuite de connaître à 0.1 % près, le nombre de charges mesurées. La charge de l'ion avant neutralisation étant connue, le nombre d'ions incidents s'en déduit immédiatement.

Le diamètre du cylindre de Faraday étant de 8 cm et celui-ci étant placé à un mètre du centre de la chambre, on peut estimer la part de faisceau qui ne pénètre pas dans le cylindre.

En prenant une tache de faisceau ponctuelle au centre de la chambre, tous les noyaux diffusés élastiquement dans une direction ne faisant pas un angle supérieur à 2°5 par rapport à la direction du faisceau pénètrent dans le cylindre, ce qui correspond à une analyse correcte de l'intensité de ^{14}N aux deux énergies et de ^{40}Ar à 201 MeV.

Dans le cas de l'argon à 146 MeV, une intégration de la section efficace de Rutherford de 2°5 à 180° montre que celle-ci n'est pas négligeable comparée au nombre d'ions incidents, la part de faisceau non mesurée étant de l'ordre de 2 %. A cette erreur vient s'ajouter la dispersion que peut apporter la tache du faisceau au centre de la cible (de l'ordre de 10 mm de hauteur pour le faisceau d'argon à 146 MeV), un déplacement possible du faisceau lors de nos mesures et la diffusion multiple dans la cible. L'erreur peut alors atteindre 10 %. Dans le but de la corriger, nous avons procédé à une mesure relative de l'intensité par l'intermédiaire de la diffusion élastique sur la couche d'or d'épaisseur connue. Un détecteur moniteur comptant en permanence est placé à cet effet dans la chambre à réaction à un angle tel que la section efficace de diffusion mesurée à cet angle soit la section efficace de diffusion Rutherford.

Les intensités de faisceau utilisées sont de l'ordre de 50 nA pour ^{14}N à 82 MeV, 100 nA pour ^{14}N à 121 MeV. Pour les expériences réalisées avec les faisceaux d'argon, nous nous sommes limités volontairement à une intensité maximum de 20 nA, les cibles de Sélénium se dégradant très rapidement pour de plus fortes intensités.

Un contrôle de la qualité de ces cibles est effectué continuellement par mesure de la diffusion élastique avec le moniteur, la forme du pic de diffusion de l'argon sur Se étant très sensible à l'état de la cible.

D - LA CHAMBRE A REACTION.

La cible que nous irradions ainsi que le système de détection, sont placés dans une chambre à réaction circulaire de 1 m de diamètre maintenue sous un vide de 10^{-5} mm de mercure.

Un télescope constitué de quatre détecteurs est placé sur un bras mobile tournant autour de l'axe de la chambre où se trouve la cible à irradier. Un diaphragme de 4 mm placé devant le 1er détecteur définit l'angle solide. Entre le diaphragme et le premier détecteur, se trouve une feuille d'aluminium de 1µm d'épaisseur destinée à protéger les jonctions des rayons X mous créés par le passage du faisceau. Le télescope et les détecteurs sont isolés de la masse de la chambre et portés à la masse des appareils électroniques, essentiellement pour réduire le captage des ondes électromagnétiques, notamment l'onde haute fréquence émise par l'oscillateur de la machine.

L'orientation du télescope par rapport à l'axe du faisceau est connue à ± .25°.

Les cibles sont montées sur un porte-cibles pouvant tourner autour de son axe, la position par rapport au faisceau étant déterminée à ± 1°. Le plan de la cible est orienté à 45° ou 90° par rapport au faisceau suivant l'angle auquel nous effectuons la mesure avec le télescope. Sur une des positions du porte-cibles se trouve un cadre sans cible permettant de réaliser des mesures à blanc, dans le but de contrôler qu'aucune réaction nucléaire parasite ne se produit hors de la cible. Un diaphragme de grand diamètre (30 mm) est placé à l'entrée de la chambre et permet de masquer les "queues" de faisceaux et les particules issues d'éventuelles réactions nucléaires dans le tuyau avant l'entrée de la chambre.

Ce montage expérimental ainsi constitué, nous permet d'effectuer des mesures de distributions angulaires de 20° à 168° de la direction du faisceau incident sans aucun problème.

E - CHOIX DU SYSTEME DE DETECTION.

De nombreux travaux ayant montré la bonne adaptation des détecteurs solides à la détection des particules chargées, notre choix s'est donc porté vers ce système de détection.

Le choix du nombre et de l'épaisseur respective des détecteurs utilisés, nous est dicté par des considérations énergétiques. Comme nous le verrons par la suite, l'énergie moyenne des particules évaporées dans le centre de masse est de l'ordre de 8 MeV pour les protons et 15 MeV pour les particules alpha. Mais, cela correspond à des énergies dans le laboratoire très différentes selon l'angle de détection, particulièrement pour les réactions induites par ^{40}Ar où l'énergie de recul du noyau composé peut atteindre 68 MeV (cas du projectile ^{40}Ar à 200 MeV).
Les zones en énergie que doit couvrir notre système de détection sont indiquées pour chaque particule sur le tableau II.6.

Particule	E_{min} (MeV)	E_{max} (MeV)
P	.6	26
d	1	28
t	1.5	30
^{4}He	3	50

Tableau II 6

Zone en énergie à couvrir par le système pour chaque particule.

Le premier impératif auquel doit satisfaire le système est la nécessité de séparer les diverses particules. La perte d'énergie subie par une particule se répartissant autour d'une valeur moyenne suivant une gaussienne (67), il faut donc que, pour deux particules voisines, l'intervalle entre les valeurs moyennes soit plus grand que la largeur de la gaussienne pour chacune d'elles. Cette condition est d'autant mieux réalisée que la perte d'énergie ΔE est grande, mais est évidemment difficile à réaliser en même temps pour toutes les particules à toutes les énergies. D'autre part, pour éliminer le bruit de fond important à basse énergie, nous nous imposons un seuil inférieur pour la chaîne électronique d'analyse. Ce seuil est de 400 KeV pour chaque détecteur.

Etant donné le domaine d'énergie très grand à couvrir pour des particules de numéro atomique différent, il est clair qu'un seul système de deux détecteurs ΔE - E ne peut à lui seul couvrir cette intervalle d'énergie. Notons enfin que pour éviter toute ambiguïté, il est nécessaire de réaliser une coïncidence entre les deux détecteurs ΔE - et E pour s'assurer que les deux informations proviennent bien de la même particule.

En pratique, le télescope que nous avons utilisé est constitué de quatre détecteurs disposés l'un derrière l'autre dont les trois premiers sont des barrières de surface montées en transmission et le quatrième un Si-Li monté en énergie. Leurs caractéristiques sont indiquées sur le tableau suivant :

	ΔE_1	ΔE_2	ΔE_3	ΔE_4
Type	Si	Si	Si	Si-Li
Epaisseur (μm)	45	150	500	4500
Surface mm^2	25	100	100	110

Pour effectuer l'identification, nous réalisons 2 coïncidences entre les détecteurs $\Delta E1$ et $\Delta E2$ d'une part, $\Delta E2$ et $\Delta E3$ d'autre part.
La présence du troisième détecteur $\Delta E3$ est justifiée par l'impossibilité d'effectuer une coïncidence rapide entre $\Delta E3$ et le détecteur Si-Li dont le temps de montée est trop lent ($t_m > 2\ 10^{-7}$ s). L'épaisseur du premier détecteur détermine le seuil inférieur de détection pour chaque particule. Ce seuil correspond à l'énergie d'une particule dont le parcours est de 45μm . Il est de 1.9 MeV pour les protons et 7.6 MeV pour ^{4}He .

Les particules alpha d'énergie supérieure à 7.6 MeV perdent toujours une énergie suffisante dans ΔE_1 pour déclencher la coïncidence $\Delta E1 - \Delta E2$, alors que ce n'est le cas que pour les protons dont l'énergie est inférieure à 8 MeV, d'où la nécessité d'un deuxième système de coïncidences $\Delta E2 - \Delta E3$, avec un détecteur $\Delta E2$ plus épais que $\Delta E1$.

Les épaisseurs respectives des détecteurs ont été choisies de façon qu'une particule d'énergie moyenne déclenche à la fois les systèmes 1-2 et 2-3 . Les deux systèmes vont par conséquent nous donner un spectre de particules avec une partie commune permettant ainsi une vérification du bon fonctionnement du système de mesure.

Les possibilités de ces deux systèmes sont présentées sur le tableau II.7 qui indique pour chaque coïncidence la plage d'analyse en énergie de chaque particule.

CR	p	d	t	^{4}He
1-2	1.9-8	2.7-12	3.1-16	8-65
1-3	4.4-30	5.6-41	7.3-49	18.5-120

Tableau II 7

Possibilités des deux systèmes de coïncidences.
Pour chaque coïncidence sont indiquées les limites de détection en MeV de chaque particule.

Le système ainsi constitué permet également la détection des Lithium dont l'énergie est supérieure à 14 MeV.

Une comparaison du domaine d'énergie réellement couvert par notre télescope (tableau II.7) et celui que nous voulons obtenir indique un défaut d'identification pour les particules de faibles énergies ($E_p < 1.9$ MeV , $E_\alpha < 8$ MeV).
Ce défaut est particulièrement génant pour les mesures faites à de grands angles où les particules sont évaporées à de très faibles énergies dans le système du laboratoire. Pour cette raison, nous avons également analysé ce que détecte le premier détecteur en anticoïncidence par rapport au second, analysant ainsi les particules arrêtées dans la première diode . Dans cette zone, seule une discrimination en énergie peut nous permettre de différencier les particules détectées. Mais la séparation proton-alpha est encore possible, l'énergie maximum des protons détectés en anticoïncidence (E_p = 1.9 MeV) étant inférieure à l'énergie minimum des particules alphas (E_α = 3 MeV).

Cette méthode ne permet pas la séparation des deutons et tritons qui se trouvent confondus aux protons ; cela n'a qu'une importance assez minime, les sections efficaces d'évaporation de ^{2}H et ^{3}H étant faibles comparées à celles des protons. Une correction à cependant été effectuée sur les sections efficaces de protons, connaissant celles de deutons et tritons aux petits angles d'émission et en considérant une distribution angulaire symétrique par rapport à 90° .

F - DISPOSITIF ELECTRONIQUE.

1 - Principe.

Le schéma du dispositif électronique est représenté sur la figure II.1.

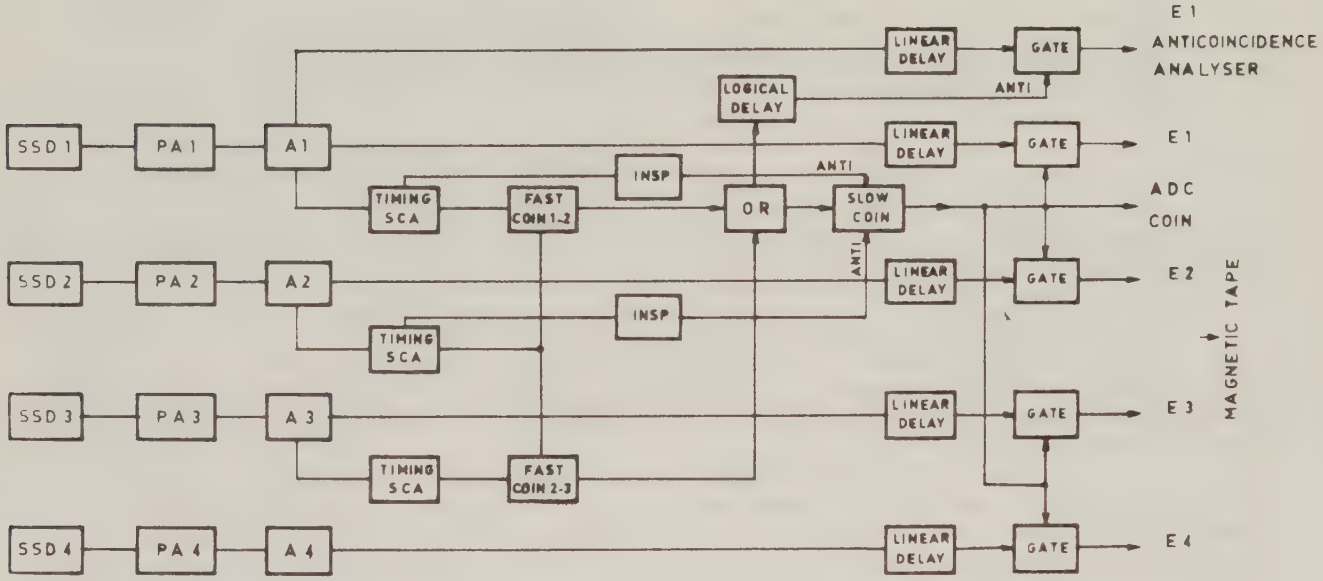


Figure II.1 - Schéma de l'appareillage électronique.

Chacun des quatre détecteurs est relié à un préamplificateur de charge rapide dont la sensibilité est de l'ordre de 10mV/MeV. Chaque préamplificateur est relié à un amplificateur délivrant un signal linéaire mis en forme de façon à optimiser le rapport signal sur bruit. Ce signal est dirigé d'une part vers un convertisseur analogique digital après passage dans un amplificateur à retard et une porte linéaire, d'autre part dans un monocanal à fraction constante délivrant le signal temps logique.

Les signaux temps délivrés par les voies 1 et 2 d'une part, 2 et 3 d'autre part, déclenchent deux circuits à coïncidences rapides de résolution $2\tau = 100$ ns. Les signaux provenant des coïncidences sont envoyés dans un circuit OU délivrant un signal logique s'il y a présence d'au moins une coïncidence à l'entrée. S'il n'y a pas détection d'empilement sur la voie 1 ou 2, c'est-à-dire de 2 impulsions séparées par un intervalle de temps de moins de 2µs ou si un ordre d'analyse a déjà été délivré dans les 60µs précédentes, le circuit de coïncidences lentes délivre le signal d'ouverture des portes linéaires et de l'analyse.

La voie linéaire 1 est doublée pour nous permettre d'analyser en anticoïncidence sur la voie 2 les événements arrêtés dans le premier détecteur qui sont stockés sur un analyseur de 1024 canaux. Les quatre autres données digitales (de 10 positions binaires chacunes) ΔE_1 , ΔE_2 , ΔE_3 , ΔE_4 , qui constituent un évènement physique, sont enregistrées sur bande magnétique. Pour réduire le temps mort, qu'occasionnerait un vidage évènement par évènement sur la bande, ceux-ci sont accumulés dans deux mémoires tampons de 264 évènements (1592 octets), le vidage de la première mémoire tampon s'opérant sans interrompre en aucune façon le stockage de la seconde mémoire.

Enfin, l'analyse de la diffusion élastique se fait à l'aide du seul détecteur moniteur.

2 - Réglages - Contrôles.

Chaque voie est préalablement étalonnée en énergie à l'aide du rayonnement α du dépot actif du Thoron (6.05 et 8.78 MeV). Un contrôle continu de la stabilité de la chaîne linéaire est effectué par un générateur d'impulsion délivrant périodiquement une impulsion sur chaque voie.

Un réglage optimum du monocanal à fraction constante nous a permis d'obtenir pour une dynamique en amplitude de 60, une variation en temps inférieure à 12 ns, le seuil inférieur de déclenchement étant fixé à 350 KeV.

Notons également que la première prise de temps travaille en bande, c'est-à-dire que toutes les impulsions dépassant une certaine hauteur sont rejetées ce qui est le cas pour tous les évènements issus d'une diffusion élastique. Une série d'échelles, placées en divers endroits sur les voies logiques, nous permet de suivre le bon fonctionnement de l'expérience.

Enfin, les données stockées n'étant pas traitées en ligne, nous avons un contrôle complet de l'expérience grâce à l'acquisition en parallèle avec la bande magnétique sur deux blocs mémoires, en bidimensionnel (64 x 64 canaux), des informations Energie totale E et perte d'énergie ΔE de chacun des deux systèmes de détection , ces deux matrices étant continuellement visualisées.

G - OBTENTION DES RESULTATS EXPERIMENTAUX.

1 - Diffusion élastique.

Les événements de diffusion élastique étant mesurés à l'aide d'un seul détecteur, l'unique discrimination possible entre ces évènements et tous les autres (transferts, diffusion inélastique, diffusion élastique de ^{40}Ar sur le support d'or de la cible de Sélénium) est basée sur des considérations énergétiques.

Les cibles de Rhodium étant sans support, l'analyse de la diffusion élastique est en général assez aisée mais néanmoins délicate vers les grands angles de détection, où la section efficace de diffusion peut devenir du même ordre que certains transferts quasi-élastiques. (Par exemple, la réaction conduisant à un ^{12}C issu d'un transfert de 1 proton et un neutron ayant un bilan énergétique très favorable se trouvera à la même énergie que ^{14}N diffusé élastiquement).

Les sections efficaces mesurées aux grands angles d'émission, là où la section efficace de diffusion devient faible, comparée à celle d'une diffusion Rutherford, seront donc probablement déterminées par excès.

Pour les réactions induites par ^{40}Ar, le même problème peut se poser avec un mélange possible ^{40}Ar , ^{39}Ar , ^{38}Ar . De plus, le sélénium étant sur support d'or, sur le spectre apparaît également la diffusion élastique de ^{40}Ar sur ce support. Les énergies de ces deux pics de diffusion sont néanmoins très différentes excepté pour les faibles angles d'émission.

Dans notre analyse théorique de la diffusion élastique, nous comparerons nos sections efficaces expérimentales à la section efficace de diffusion Rutherford définie comme suit :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{b^2}{16 \sin^4 \frac{\theta}{2}}$$

où $\bar{\theta}$ est l'angle de diffusion dans le système du centre de masse et b le diamètre de collision définis par les relations

$$\sin(\bar{\theta} - \theta) = \frac{M_1}{M_2} \sin\theta$$

$$b = \frac{2 Z_1 Z_2 e^2}{M_o v^2} \qquad \text{avec} \quad M_o = \frac{M_1 M_2}{M_1 + M_2}$$

v est la vitesse de l'ion incident de charge Z_1 et de masse M_1 dans le système du laboratoire, Z_2 et M_2 la charge et la masse de la cible.

2 - Evaporation.

Les expériences que nous avons réalisées consistaient en la mesure des spectres en énergie et des distributions angulaires des particules chargées émises. Ces mesures ont été effectuées pour des angles (dans le système du laboratoire) variant de 25° à 167°5 avec un pas $\Delta\theta$ de 7°5 et 10° pour les expériences réalisées avec les projectiles ^{14}N et ^{40}Ar respectivement. Afin d'éviter des erreurs systématiques dues à une variation possible des conditions expérimentales (état de la cible, modification de la direction du faisceau), les distributions angulaires ont été mesurées de l'avant vers l'arrière avec un pas de $2\Delta\theta$, les points intermédiaires étant ensuite effectués de l'arrière vers l'avant.

Comme nous l'avons indiqué précédemment, chaque événement physique est constitué de quatre informations, les pertes d'énergie dans chacun des détecteurs. Pour obtenir les résultats bruts à chaque angle d'émission, il faut classer les événements selon la nature de la particule détectée, puis pour chaque particule, en déduire les sections efficaces différentielles en fonction de l'angle θ et de l'énergie E.

a) Identification en masse.

Un premier travail consiste à classer les événements enregistrés sur bande magnétique. Les événements qui ont déclenché la première coïncidence (CR 12) sont classés dans une matrice $\Delta E1 - E$ de dimension 1024 x 1024 , les autres dans une matrice $(\Delta E1 + \Delta E2) - E$ de même dimension (E est l'énergie totale de la particule, $E = \Delta E1 + \Delta E2 + \Delta E3 + \Delta E4$).

La technique d'identification utilisée est celle donnée par Goulding en 1964 (68). Celle-ci est basée sur la relation empirique parcours énergie.

$$R = a E^b \qquad \text{(II.1)}$$

où R représente le parcours de la particule, a une constante fonction de la nature de la particule, E son énergie, et b une constante. Soit une particule d'énergie E_i traversant un premier détecteur d'épaisseur T en perdant une énergie ΔE ; la perte d'énergie dans les autres détecteurs est $E = E_i - \Delta E$.

De la relation (II.1) il suit :

$$\frac{T}{a} = (E + \Delta E)^b - E^b$$

T/a est uniquement fonction de la nature de la particule et ne dépend pas de l'énergie de celle-ci. Divers essais nous ont montré que la séparation optimale entre les différents isotopes de l'hydrogène était obtenue avec b = 1.77. Comme le montre la figure II.2, nous obtenons par cette méthode une parfaite séparation en masse, le rapport de la distance entre deux raies figurant deux masses voisines à la largeur à mi-hauteur de ces raies étant supérieur à 5.

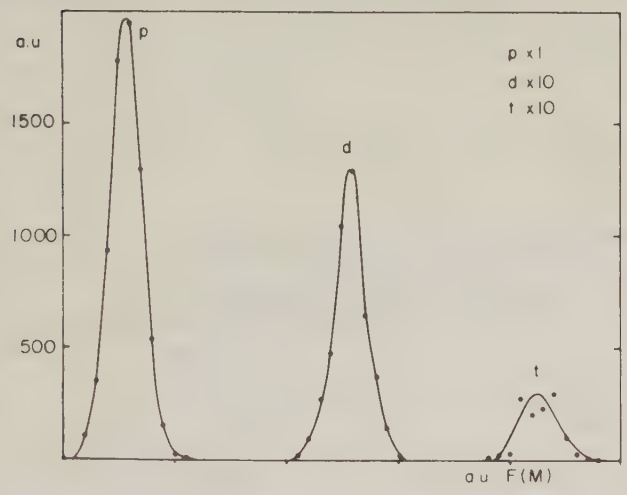


Figure II.2 - Séparation des isotopes de l'hydrogène.

En ce qui concerne les événements correspondant à des particules arrêtées dans le premier détecteur, comme nous l'avons indiqué précédemment, seules des considérations énergétiques nous permettent de discriminer les particules de charge 1 de celles de charge 2. L'un de ces spectres est présenté sur la figure II.3 dans un cas où les conditions expérimentales sont les plus défavorables. La séparation H , He est assez aisée; seul un bruit de fond de décroissance exponentielle, que nous pouvons aisément soustraire, vient perturber notre mesure.

b) Passage du système du laboratoire au système du centre de masse.

La section efficace différentielle dans le système du laboratoire est calculée par l'expression :

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega\, dE} = \frac{N}{I\, n\, d\Omega\, dE}$$

N est le nombre d'événements dont l'énergie est comprise entre E et E + dE
I le nombre de particules incidentes
n le nombre d'atomes par cm^2 de la cible
$d\Omega$ l'angle solide de la mesure
dE la largeur du canal en énergie

Soit M_1 , M_2 , M_3 les masses respectives de l'ion incident, du noyau cible et de la particule évaporée, et v_3 , V_R et V_G la vitesse de la particule dans le système du laboratoire, la vitesse de recul du noyau composé et la vitesse du centre de masse.

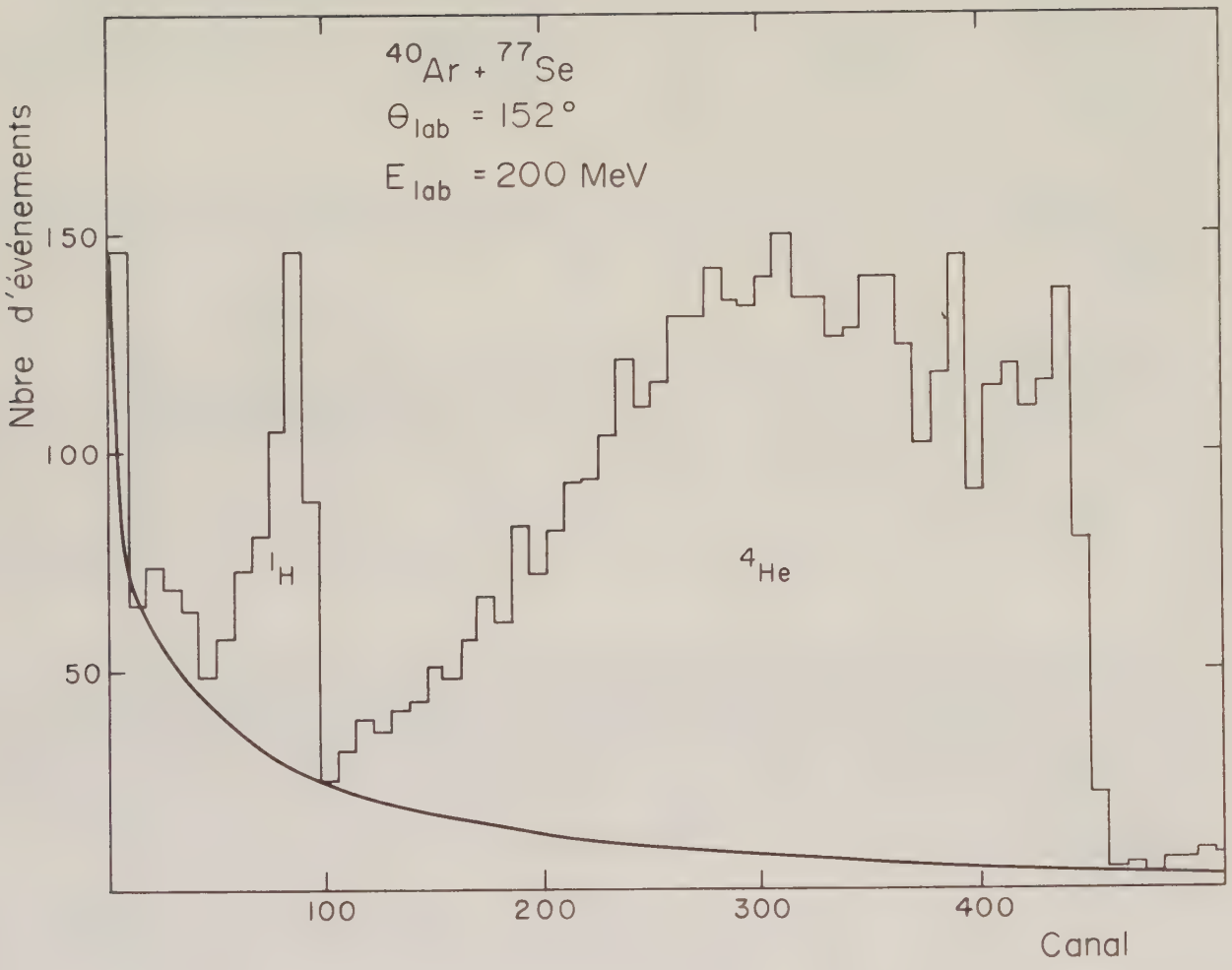


Figure II.3 - Spectre en énergie observé sur la voie anticoïncidence.

V_R est défini par :

$$V_R = \frac{M_1}{M_1 + M_2} \sqrt{2 E_1 / M_1}$$

où E_1 est l'énergie de l'ion incident.

La vitesse de la particule émise dans le système du centre de masse se calcule par la relation :

$$V_{CM}^2 = V_R^2 + V_3^2 - 2 V_R V_3 \cos \theta$$

où θ est l'angle d'émission dans le système du laboratoire.

Lors du passage du système du laboratoire à celui du centre de masse, la transformation des angles s'écrit :

$$\cos (\bar{\theta} - \theta) = (V_3 - V_R \cos \theta) / V_{CM}$$

et la transformation des sections efficaces différentielles :

$$\left(\frac{d^2 \sigma}{d\Omega \, dE} \right)_{CM} = \left(\frac{d^2 \sigma}{d\Omega \, dE} \right)_{lab} \frac{dE_{lab}}{dE_{CM}} \frac{1 + K \cos \bar{\theta}}{(1 + K^2 + 2K \cos \bar{\theta})^{3/2}}$$

où K est le rapport de la vitesse de recul à la vitesse de la particule émise dans le système du centre de masse.

Enfin, le rapport des sections efficaces de production s'écrit :

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{CM} \Big/ \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{lab} = \frac{d\Omega_{lab}}{d\Omega_{CM}} = \frac{1 + K \cos \bar{\theta}}{(1 + K^2 + 2K \cos \bar{\theta})^{3/2}}$$

Notons que pour un spectre en énergie mesuré à un angle bien défini dans le système du laboratoire il correspond, selon l'énergie considérée, différents angles d'émission dans le système du centre de masse; cette variation en angle, faible dans les directions avant et arrière peut devenir importante autour de $\theta = 90°$. Nous avons alors défini pour chaque spectre un angle moyen dans le système du centre de masse calculé ainsi :

$$\langle \bar{\theta} \rangle = \frac{\int \bar{\theta}_{CM} \left(\frac{d^2 \sigma}{d\Omega dE} \right)_{CM} dE_{CM}}{\int \left(\frac{d^2 \sigma}{d\Omega dE} \right)_{CM} d E_{CM}}$$

La différence entre le spectre dans le système du centre de masse obtenu expérimentalement pour la valeur moyenne $\langle\bar{\theta}\rangle$ et le spectre réel à ce même angle θ reste faible même autour de 90° où les parties extrêmes du spectre en énergie correspondent à des angles assez éloignés de la valeur moyenne $\langle\bar{\theta}\rangle$ (figure II.4). En effet, autour de cet angle, comme nous le verrons par la suite, les sections efficaces évoluent très lentement en fonction de l'angle d'émission.

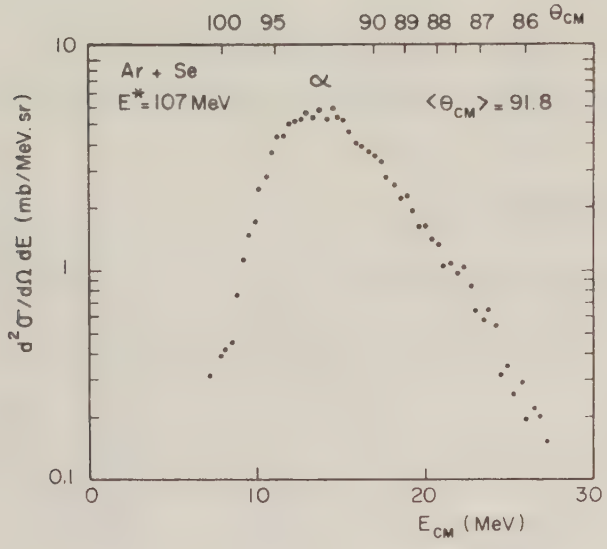


Figure II.4 - Variation de l'angle d'émission dans le système du centre de masse, en fonction de l'énergie de la particule, pour un spectre mesuré à un angle défini dans le système du laboratoire.

Les spectres intégrés sur tout l'espace sont obtenus par l'expression suivante

$$\left(\frac{d\sigma}{dE}\right)_{CM} = 2\pi \int_0^{\pi} \left(\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE}\right)_{CM} \sin\bar{\theta} d\bar{\theta}$$

L'intégration est effectuée en réalité de 90° à 180°, tout particulièrement pour les réactions induites par ^{14}N où les particules chargées émises vers de petits angles ne proviennent pas uniquement d'un processus de noyau composé.

L'intégration est faite par interpolations successives entre deux mesures à des angles voisins. Les spectres en énergie de la borne supérieure ($\bar{\theta}$ = 180°) n'ont bien évidemment pas été mesurés; dans l'intégration, ils sont supposés être les mêmes que pour l'angle le plus arrière (θ_{CM} = 171°), ce qui, de toute façon, n'introduit pas d'erreur très importante compte tenu du faible poids de ces sections efficaces différentielles dans l'intégration.

3 - Précision sur les résultats expérimentaux.

Il est très délicat de chiffrer avec précision l'erreur absolue de nos mesures, celle-ci variant selon l'ion utilisé et la particule détectée.

Les causes d'erreurs sont diverses; elles interviennent sur le nombre N de particules détectées, l'intensité du faisceau I, l'épaisseur de la cible x et

l'angle solide $d\Omega$. Ces incertitudes peuvent être chiffrées comme suit :

$$\frac{\Delta(d\Omega)}{d\Omega} \leq 1\,\% \qquad \Delta\theta \leq 1.5°$$

$$\frac{\Delta I}{I} \leq 1\,\% \text{ pour } {}^{14}N \qquad \frac{\Delta x}{x} \leq 5\,\% \text{ pour } {}^{103}Rh$$

$$\leq 3\,\% \text{ pour } {}^{40}Ar \qquad \leq 8\,\% \text{ pour } {}^{77}Se$$

L'erreur statistique $\frac{\sqrt{2N}}{N}$ sur le nombre de particules détectées est très variable suivant la nature de celles-ci. Pour un spectre intégré de protons elle est de ±1 % alors qu'elle atteint ± 9 % pour les deutons.

Les incertitudes moyennes (valables pour les protons et particules alpha) peuvent être définies ainsi selon les caractéristiques mesurées :

- les sections efficaces différentielles en angle et en énergie sont connues à 20% près, mais la dispersion des points du spectre est bien inférieure, de l'ordre de 6 %.

- les sections efficaces intégrées sur l'énergie sont connues à ± 10 %.

- lorsque nous procédons à une intégration en angle pour obtenir la section efficace absolue, nous ajoutons une erreur de 5 %. Les valeurs absolues peuvent alors être estimées à ± 15 °/₀.

Un dernier point concerne la précision en énergie des spectres d'évaporation, autrement dit l'influence du ralentissement des particules émises dans la cible. L'effet est très peu sensible pour les protons (des protons de 5 MeV perdent 37 KeV/mg de Rh). Par contre, il peut très légèrement modifier la forme des spectres de particules alpha, particulièrement dans la partie basse énergie (des α de 10 MeV perdent 230 keV/mg de Rh). Nous n'avons cependant effectué aucune correction sur la forme de ces spectres, la déformation restant faible. Nous avons par contre, tenu compte de la perturbation apportée sur l'énergie moyenne des spectres.

CHAPITRE III

RESULTATS EXPERIMENTAUX

A - DIFFUSION ELASTIQUE

Les résultats expérimentaux sont présentés sur les figures III.1 - III.2.

Ils correspondent aux réactions $^{14}N(^{103}Rh, ^{103}Rh)^{14}N$ à 81 et 121 MeV et $^{40}Ar\,(^{nat}Se, ^{nat}Se)\,^{40}Ar$ à 146 et 201 MeV.

Les sections efficaces de diffusion sont rapportées à la section efficace de diffusion Rutherford purement coulombienne.

Les distributions angulaires ont l'aspect tout-à-fait classique de celles correspondant aux réactions à paramètre de Sommerfeld élevé (η = 51 et 43 pour ^{40}Ar + Se et η = 21 et 17 pour $^{14}N + ^{103}Rh$). Les courbes représentées sur ces figures sont le résultat de calculs de distributions angulaires de diffusion élastique à l'aide du modèle optique effectués avec le programme ABACUS 2 de

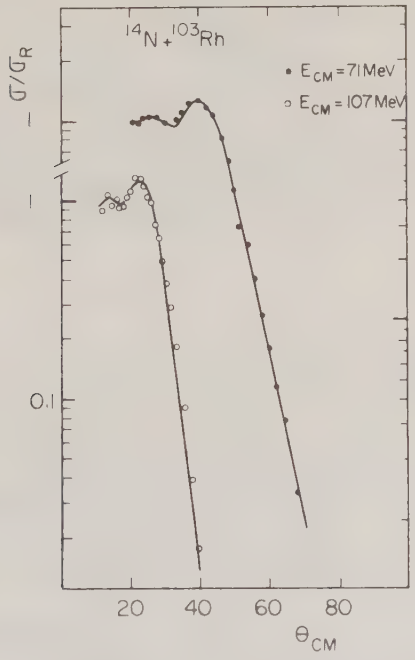


Figure III.1 - Distributions angulaires de la diffusion élastique de ^{14}N sur ^{103}Rh. Comparaison des résultats expérimentaux avec le modèle optique.

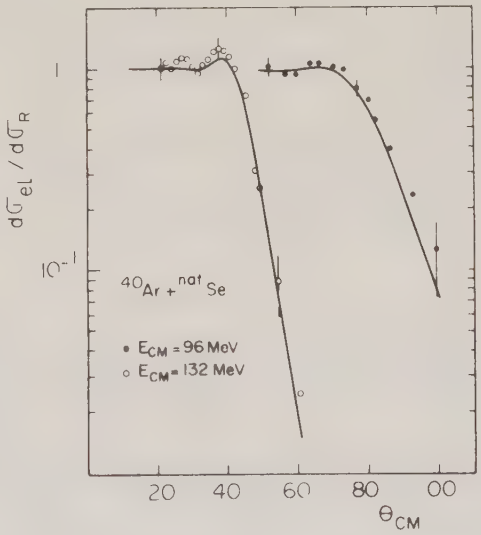


Figure III.2 - Distributions angulaires de la diffusion élastique de ^{40}Ar sur ^{nat}Se. Comparaison des résultats expérimentaux avec le modèle optique.

Auerbach (51). Les formes des potentiels utilisés dans le calcul sont celles indiquées dans le chapitre I, c'est-à-dire, deux potentiels réel et imaginaire de Saxon-Woods, et un potentiel coulombien égal à celui d'une sphère uniformément chargée.

La recherche des paramètres reproduisant au mieux nos résultats expérimentaux est possible à l'aide d'un sous programme d'optimisation inclus dans le programme ABACUS 2. Les sections efficaces calculées sont comparées aux valeurs expérimentales, et le programme recherche en variant au plus cinq paramètres, un minimun de la fonction :

$$\chi^2 = \frac{1}{N} \sum_{\theta} \frac{1}{\sigma^2_{exp}(\theta)} (\sigma_{cal}(\theta) - \sigma_{exp}(\theta))^2$$

où $\sigma_{cal}(\theta)$ est la section efficace de diffusion calculée

$\sigma_{exp}(\theta)$ la section efficace expérimentale

N le nombre de points expérimentaux.

Il n'a pas été possible de décrire de façon satisfaisante, avec une même série de paramètres, les réactions induites par ^{14}N et ^{40}Ar. Les valeurs obtenues pour chacune des réactions après minimisation de la fonction χ^2 sont présentées sur le tableau III.1.

Projectile	U_o (MeV)	r_{o_R} (fm)	a_R (fm)	W_o (MeV)	r_{o_I} (fm)	a_I (fm)
^{40}Ar	41.8	1.2	.45	16.4	1.31	.44
^{14}N	41.8	1.2	.49	16.4	1.22	.49

Tableau III 1

Paramètres du modèle optique utilisés

Notons que cette optimisation n'a été effectuée que pour les réactions $^{14}N + ^{103}Rh$ à 121 MeV et $^{40}Ar + ^{nat}Se$ à 201 MeV. Nous avons conservé pour les deux autres réactions, à l'énergie la plus faible, les paramètres trouvés pour le même projectile à plus haute énergie.

L'analyse théorique des résultats de la diffusion de ^{40}Ar sur ^{nat}Se à 146 MeV a posé quelques problèmes dus à l'épaisseur de la cible utilisée et à la grande perte d'énergie qui en résulte (ΔE = 9 MeV). Les sections efficaces observées à des angles $\theta_{CM} > 50°$ sont en effet plus grandes d'un facteur 2 à 5 comparées aux valeurs théoriques obtenues par un calcul simple à l'énergie moyenne au centre de la cible (E = 146 MeV). Nous avons alors considéré la cible comme étant constituée de six tranches d'épaisseur égale. Les calculs par le modèle optique ont été effectués pour les six énergies moyennes qui en résultaient et sommés ensuite pour obtenir la valeur moyenne de σ_{cal}. C'est ce résultat qui est indiqué sur la figure III.2

Si le calcul reproduit de façon très correcte nos résultats expérimentaux avec le projectile azote, des différences notables apparaissent pour l'argon. Des conditions expérimentales plus défavorables telles que l'utilisation de cible de Sélénium avec support d'or, la perte d'énergie importante dans la cible, peuvent expliquer ces écarts. Les différences observées aux grands angles d'émission proviennent probablement de la non séparation des produits résultant d'un transfert de nucléons, comme nous l'avons expliqué dans le chapitre II.

De plus, notre résolution en énergie ne permet pas de séparer diffusion élastique et inélastique. C'est en grande partie pour cette raison que nous avons utilisé une cible de sélénium naturel de préférence à ^{77}Se. En effet, le ^{80}Se, isotope prépondérant dans le sélénium naturel, ne possède qu'un niveau de basse énergie à 0.66 MeV, ce qui est loin d'être le cas pour ^{77}Se pour lequel nous connaissons 10 niveaux d'énergie inférieure à 1 MeV (69).

Notons enfin qu'avec le projectile argon à 201 MeV, les oscillations mises en évidence expérimentalement aux petits angles d'émission ne sont pas reproduites correctement par le calcul.

Les paramètres que nous avons obtenus impliquent quelques remarques :

- Pour le projectile azote, ils diffèrent assez peu de ceux utilisés par Auerbach et Porter (70) pour décrire différents cas de diffusion élastique avec des projectiles allant de ^{12}C à ^{16}O sur différentes cibles depuis Al jusqu'à Au.

- En ce qui concerne les réactions induites par argon, les valeurs obtenues sont sensiblement différentes. Par comparaison à celles obtenues avec ^{14}N comme projectile, le potentiel imaginaire utilisé donne une absorption plus grande à la surface du noyau, ce qui semble raisonnable avec un projectile lourd tel que l'argon.

Les valeurs élevées du paramètre de Sommerfeld η nous permettent de traiter la diffusion en approximation semi-classique. L'angle critique $\bar{\theta}_c$ auquel le rapport de la section efficace de diffusion élastique à celle de la diffusion Rutherford est égal à 0.25, est relié au rayon d'interaction R_c par la relation :

$$\sin \frac{\bar{\theta}_c}{2} = \frac{\eta}{k R_c - \eta}$$

où k représente le nombre d'onde

La détermination de ce rayon d'interaction R_c est en toute rigueur valable pour des barrières centrifuges nulles ($\ell = 0$). La différence est cependant faible pour un projectile tel que l'argon à l'énergie la plus faible ($E_{CM} = 96$ MeV).

Le paramètre de rayon d'interaction est défini ainsi :

$$r_c = \frac{R_c}{A_1^{1/3} + A_2^{1/3}}$$

Les valeurs de r_c déduites de nos résultats sont les mêmes aux deux énergies d'argon ($r_c = 1.46$ fm).

Une interprétation de nos résultats par Da Silveira (71) à l'aide de la théorie de l'arc en ciel de Ford et Wheeler (72), conduit par ailleurs à une valeur de de r_c proche de la notre ($r_c = 1.48$ fm).

Cette valeur est en bon accord avec le rayon de Rutherford R_R correspondant au sommet de la barrière de potentiel ($\frac{dV(r)}{dr} = 0$) calculée par

Colombani et al. (73) en utilisant le potentiel d'interaction proposé par Brink. Sur la figure III.3, les résultats de ce calcul sont comparés aux valeurs expérimen-

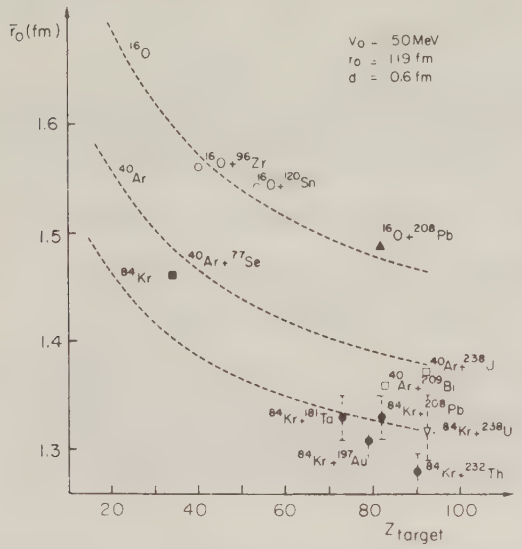


Figure III.3 - Les courbes en pointillés représentent l'allure générale de la variation de r_c pour différents projectiles sur des noyaux cibles situés le long de la ligne de stabilité β . Les points sont les valeurs expérimentales de r_c pour quelques réactions : ■ ce travail ; ● Réf [73]; ○ Réf (93); ▲ Réf (94); □ Réf (95).

tales de r_c trouvées pour différents projectiles dans les mêmes conditions, c'est-à-dire pour des énergies proches de la barrière coulombienne. Pour des cibles de numéro atomique voisin, la valeur de r_c diminue lorsque le Z du projectile augmente.

De plus, pour un même projectile, r_c diminue lorsque le numéro atomique de la cible augmente. En effet, pour que la force nucléaire puisse compenser des forces coulombiennes importantes mises en jeu avec des ions très lourds, il est nécessaire que les deux noyaux s'approchent plus près l'un de l'autre d'où une diminution de r_c (74).

Pour terminer ce chapitre sur la diffusion élastique, nous présentons sur la figure (III.4), les distributions des coefficients de transmission T_J en fonction du moment angulaire J qui résultent de notre étude pour chacune des quatre réactions.

Le tableau (III.2) indique les caractéristiques propres à chaque réaction, onde partielle pour une valeur d'absorption de 0.5 ,moment angulaire moyen $\langle J \rangle$ et section efficace de réaction σ_R .

Nous avons ainsi atteint le premier objectif que nous nous étions fixé, à savoir définir avec précision les paramètres de la voie d'entrée. Si pour l'énergie d'excitation la plus basse (E* = 71 MeV) les distributions de moments angulaires sont assez voisines, la différence $(J_{T=.5})_{Ar} - (J_{T=.5})_{N}$ atteint 32 ħ à 110 MeV d'énergie d'excitation.

Ces distributions ne signifient nullement que tous ces moments angulaires vont contribuer à former le noyau composé, mais indiquent seulement pour chaque réaction, le spin maximum avec lequel ce noyau composé peut être formé (si la section efficace de réaction est égale à la section efficace de formation du noyau composé)

Dans ce cas précis, les états de plus hauts spins correspondraient à des états très proches de la ligne Yrast, ce qui serait le cas le plus favorable à l'étude des effets de moment angulaire sur la désexcitation du noyau composé.

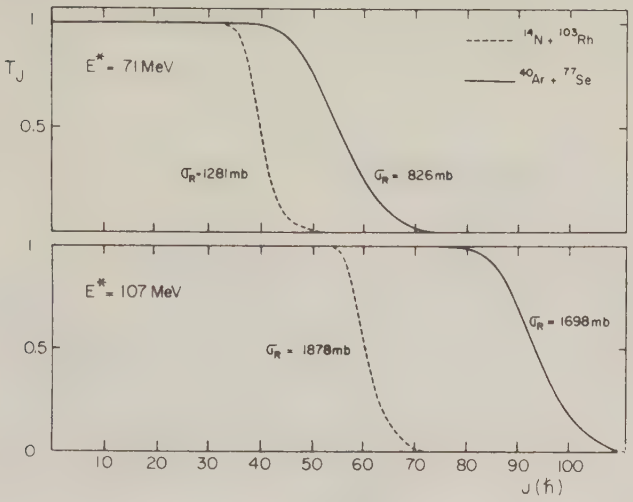


Figure III.4 - Distributions des coefficients de transmission T_J en fonction du moment angulaire J pour chacune des quatre réactions étudiées.

Réaction	E_{CM} (MeV)	<J>	J_{fus} (τ_j=0.5)	σ_R mb
Ar + Se	96	34.6	55	826
	132	49.5	93	1698
N + Rh	71	24.6	41	1261
	107	35.3	61	1878

Tableau III 2

Caractéristiques de chaque réaction

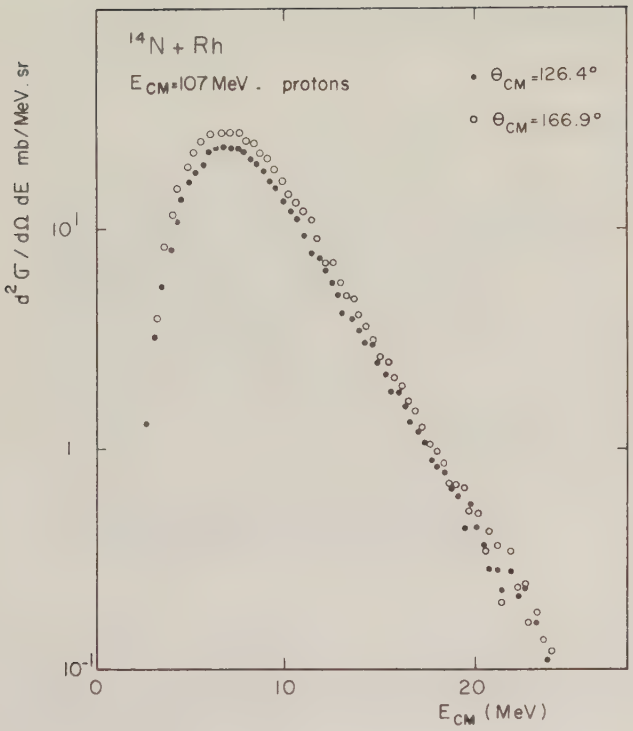


Figure III.5 - Réactions induites par ^{14}N ; Spectres en énergie, dans le système du centre de masse, des protons évaporés.

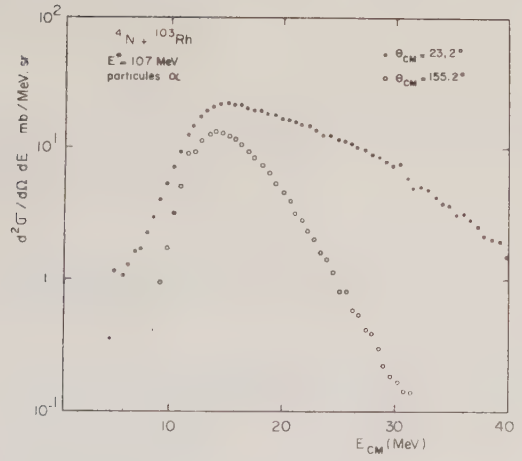


Figure III.7 - Mise en évidence d'un processus d'interaction directe vers l'avant lors des réactions induites par ^{14}N.

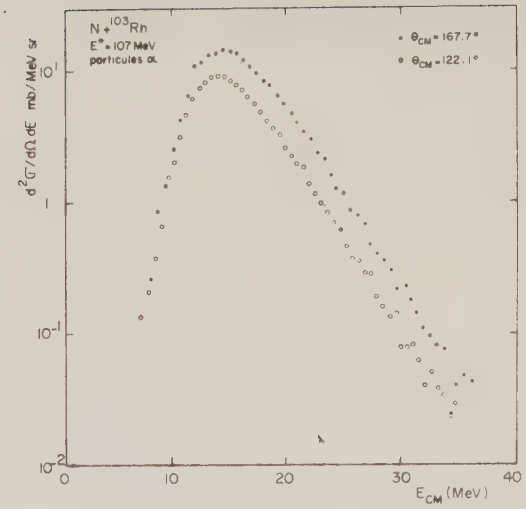


Figure III.6 - Réactions induites par ^{14}N ; Spectres en énergie, dans le système du centre de masse, des particules alpha évaporées.

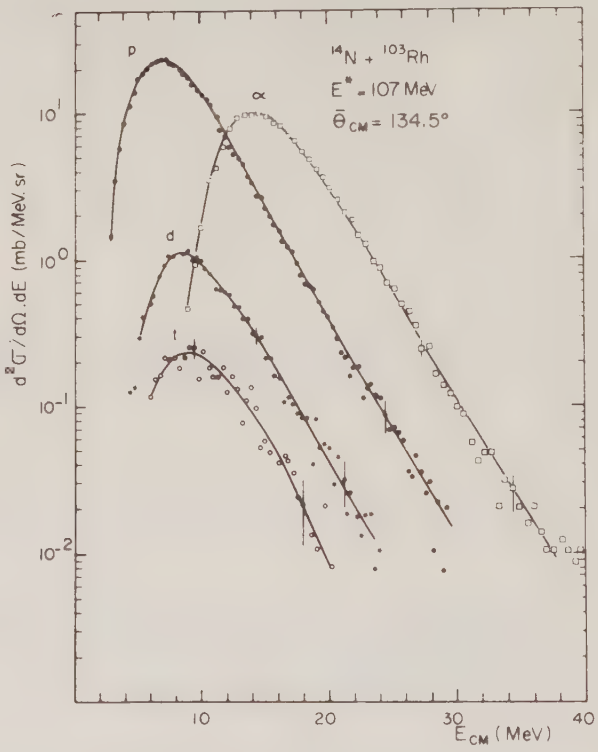


Figure III.8 - Réactions induites par ^{14}N ; Comparaison des spectres en énergie, dans le système du centre de masse, de p, d, t et ^{4}He.

B - RESULTATS EXPERIMENTAUX - NOYAU COMPOSE.

Ce chapitre a pour but de présenter de manière aussi claire que possible les principaux résultats expérimentaux que nous avons obtenus : spectres en énergie, distributions angulaires et sections efficaces. Chacun de ces résultats est analysé de façon succincte et qualitative de manière à mettre en valeur les faits qui nous semblent les plus importants avant leur analyse théorique à laquelle sera consacré le chapitre suivant.

1 - Spectres en énergie.

a) Réactions induites par ^{14}N (89).

Les spectres en énergie, dans le système du centre de masse de l'ensemble ion incident noyau cible, des protons et particules α comparés à différents angles, sont présentés sur les figures III.5 et III.6 pour l'énergie d'excitation la plus élevée. Les spectres obtenus à l'autre énergie (71 MeV) non présentés ici, ont strictement le même comportement. Ces spectres présentent la forme typique des spectres d'évaporation et ne diffèrent que par le nombre d'évènements, la position des maxima restant sensiblement la même. Sur ces figures, ne sont présentés que les spectres correspondant à des angles arrières d'émission ($\theta > 90°$). En effet, une comparaison d'un spectre de particules α à 25° et de son symétrique par rapport à 90°, indique une non superposition de ces deux spectres, celui à 25° étant beaucoup plus large en énergie et plus important en section efficace (figure III.7). Il est clair que nous assistons ici à un mélange de phénomènes ; un grand nombre de particules alpha ne provenant pas du noyau composé sont émises vers de petits angles et proviennent très certainement de l'interaction directe entre le projectile ^{14}N et le noyau cible, ces particules n'étant qu'un des produits de l'interaction, ceux-ci pouvant être très variés (Li, Be, B, C, N, O) comme l'ont montré de récentes études effectuées dans ce laboratoire (75).

Cette présence de particules alpha d'interaction directe a été observée par tous les auteurs ayant étudié la désexcitation par particules chargées d'un noyau composé formé à l'aide d'un projectile lourd (47, 76, 59).

Ce mélange de phénomènes est observé aussi pour les autres particules (p,d,t) mais de façon moins conséquente. Nous verrons par la suite comment s'affranchir de la présence de cette interaction directe en appréciant l'importance de celle-ci.

Un spectre de deutons et de tritons comparé à celui de protons et ^{4}He au même angle est présenté sur la figure (III.8). La encore, leur forme suggère un mécanisme d'évaporation ; nous ne présentons aucun spectre de Lithium, la part d'évaporation étant totalement masquée par les Lithium issus d'un processus direct.

b) Réactions induites par ^{40}Ar.

Les spectres en énergie comparés à différents angles pour les protons et particules alpha aux deux énergies d'argon sont présentés sur les figures III.9 à III.12 ainsi qu'un spectre de deutons et tritons à l'énergie la phus haute (figure III.13).

A l'opposé des réactions induites par le projectile azote, les spectres en énergie comparés à deux angles symétriques par rapport à 90°, sont superposables, ce qui semble indiquer une absence totale de production par interaction directe de

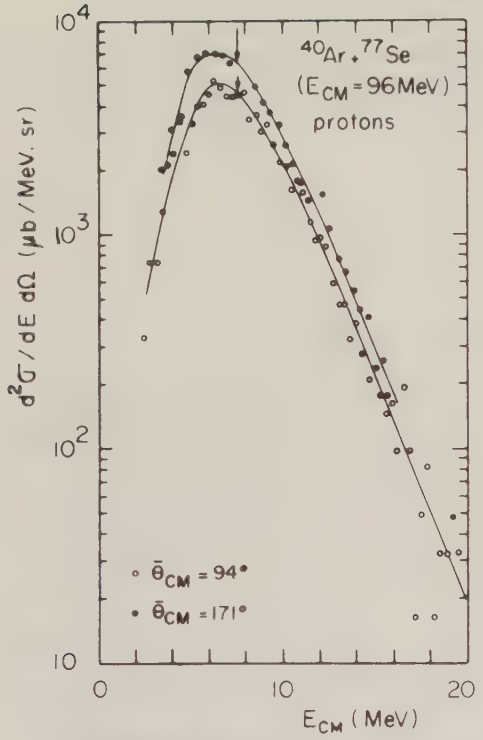


Figure III.9

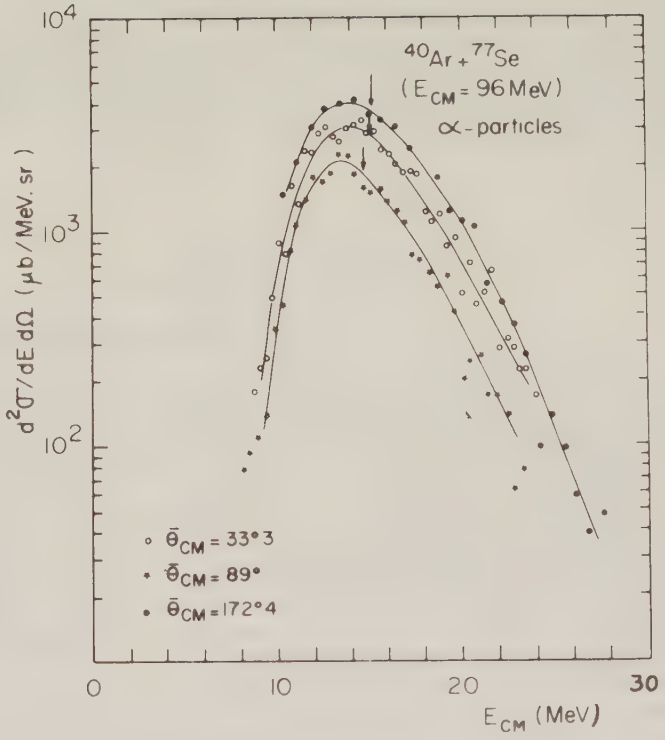


Figure III.10

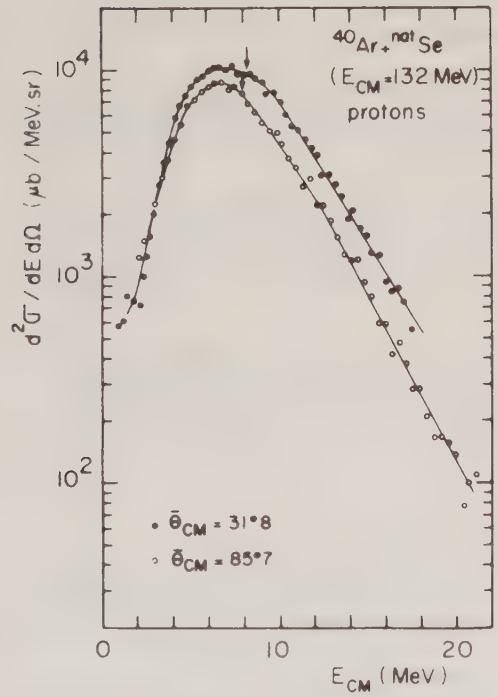


Figure III.11

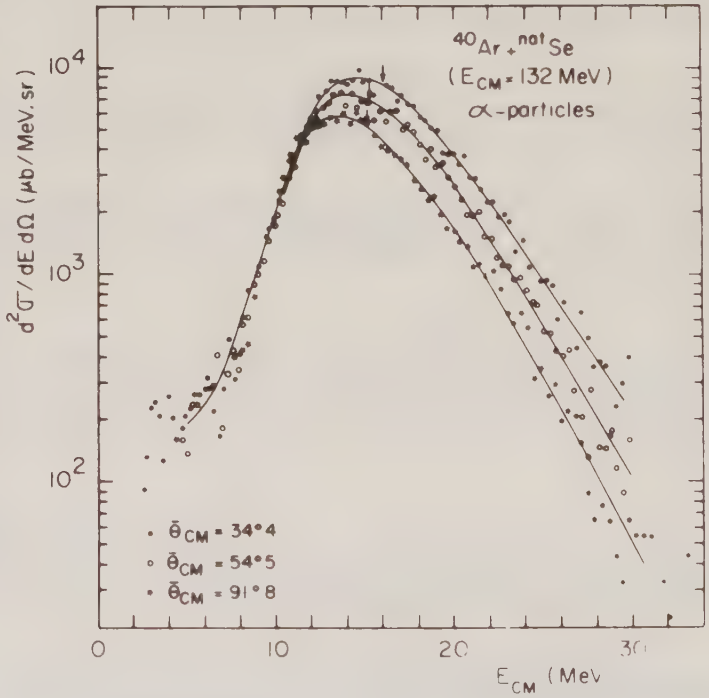


Figure III.12

Figures III.9 à III.12 - Réactions induites par argon ; Spectres en énergie, dans le système du centre de masse, des protons et particules alpha évaporés.

particules alpha et de protons. En plus de l'aspect typique de ces spectres d'évaporation, l'une des caractéristiques de ceux-ci, surtout notable pour l'énergie d'excitation de 107 MeV, est l'évolution de la largeur à mi-hauteur ainsi que de la position en énergie du maximum en fonction de l'angle d'émission.

c) Influence du projectile et de l'énergie d'excitation.

La comparaison des différents spectres obtenus lors des réactions induites par ^{14}N et ^{40}Ar montre toujours et quelle que soit la réaction, une variation plus ou moins grande du nombre d'évènements en fonction de l'angle, variation dont nous parlerons plus en détail en présentant les distributions angulaires.

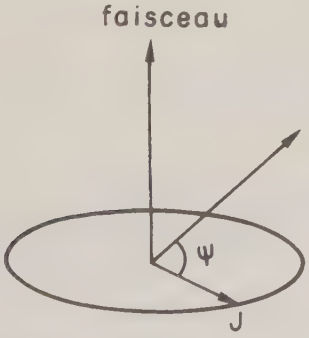
De plus, des différences apparaissent selon la nature du projectile, lorsqu'on regarde la variation des énergies moyennes $\langle E_\alpha \rangle$ des spectres de particules alpha en fonction de l'angle d'émission θ .

Si aucun effet n'est observé à basse énergie d'excitation ($E^* = 71$ MeV), ou $\langle E_\alpha \rangle$ reste constante quel que soit θ , à 107 MeV d'énergie d'excitation une dépendance angulaire de $\langle E_\alpha \rangle$, symétrique par rapport à 90° est trouvée pour la réaction induite par ^{40}Ar (figure III.14); cet effet se retrouve avec ^{14}N à la même énergie d'excitation, mais de manière beaucoup plus faible, et de plus la présence d'interaction directe entraîne une dissymétrie très importante vers l'avant (figure III.15).

On peut concevoir très facilement que l'énergie cinétique emportée par la particule dépende à la fois du moment angulaire initial du noyau composé et de la direction d'émission. En effet, si le noyau est en rotation, la particule émise avec un moment angulaire orbital ℓ acquiert une vitesse égale à la somme de la vitesse d'émission avec $\ell = 0$ et de la composante de vitesse tangentielle égale à la vitesse de surface du noyau définie par :

$$v = \frac{R J \hbar \sin \Psi}{I}$$

où R est le rayon du noyau, J son moment angulaire, I le moment d'inertie, et Ψ l'angle entre le rayon correspondant au point d'émission et la direction du moment angulaire J comme l'indique la figure ci-contre. L'écart maximum de vitesse entre $\theta = 0°$ et $\theta = 90°$ est alors :



$$\Delta v = \frac{R J \hbar}{I}$$

soit une variation en énergie de

$$\Delta E_{max} = \frac{1}{2} m \frac{R^2 J^2 \hbar^2}{I^2} = \frac{mR^2}{I} E_{rot}$$

Pour un noyau composé dont le moment angulaire moyen est $\langle J \rangle = 30\hbar$, cela correspond à un écart de 1 MeV sur l'énergie des particules alpha émises à 0° et 90° . On voit que cet effet, directement proportionnel à la masse de la particule émise, sera très faible pour les protons, puisque pour avoir ce même écart de 1 MeV, il faudrait un moment angulaire moyen de $60\hbar$. Le fait de voir cet effet pour les particules alpha dans la réaction Ar+Se à 107 MeV

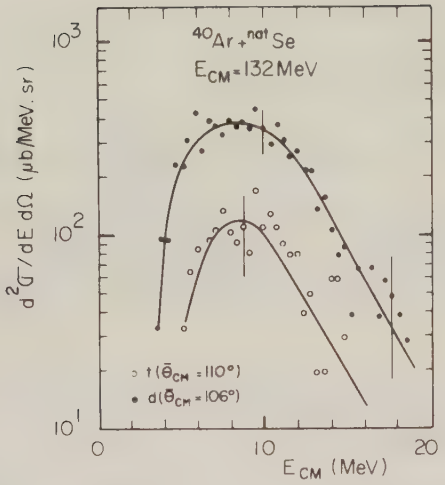


Figure III.13 - Réactions induites par argon; Spectres en énergie, dans le système du centre de masse, des deutons et tritons évaporés.

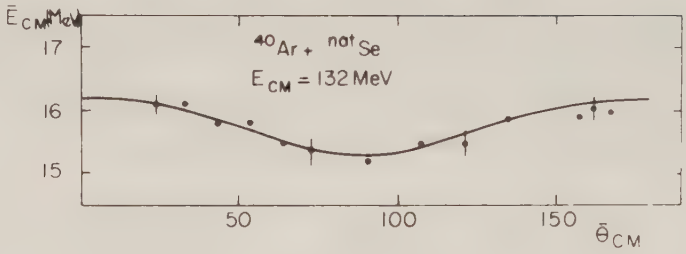


Figure III.14

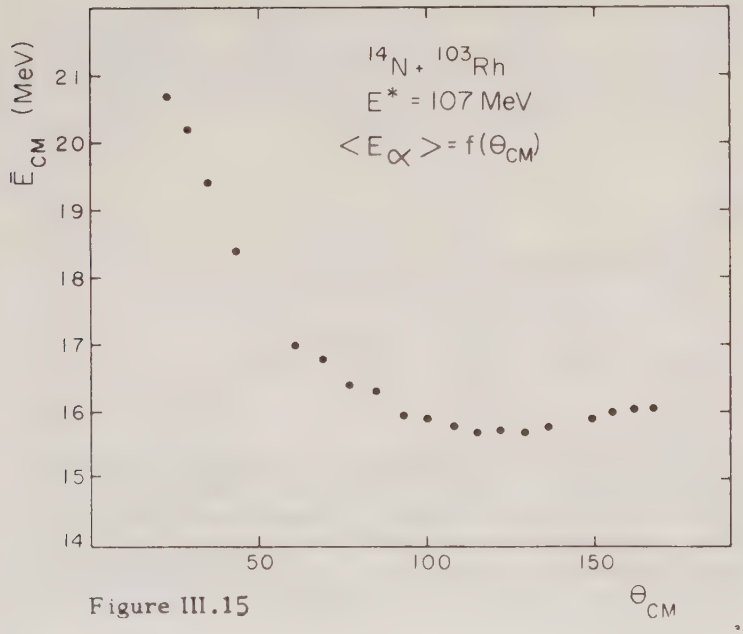


Figure III.15

Figures III.14 et III.15 - Dépendance angulaire de l'énergie cinétique moyenne, dans le système du centre de masse, des spectres de ^4He.

d'énergie d'excitation montre que de grands moments angulaires sont certainement atteints dans cette réaction, car les spectres en énergie que nous possédons sont le résultat d'une désexcitation complète du noyau et ne proviennent pas uniquement des noyaux composés de grands moments angulaires. Bien que moyenné sur toute la chaine d'évaporation, l'effet est encore visible sur le spectre global.

Ce comportement des énergies moyennes déjà prédit par Ericson (13) et Thomas (15) n'avait jusqu'à présent jamais été vérifié expérimentalement.

Cet effet n'étant pratiquement pas observé pour la réaction N + Rh à la même énergie d'excitation (E* = 107 MeV) et dans des conditions expérimentales analogues à celles utilisées en argon, nous avons là, déjà une preuve indubitable et directe que des noyaux composés de plus grands moments angulaires sont formés avec le projectile argon qu'avec l'azote à cette énergie.

d) Spectres en énergie intégrés.

Les spectres en énergie de protons et ^{4}He intégrés sur tout l'espace sont présentés sur les figures III.16 à III.19.

Ces spectres issus pourtant du noyau composé de ^{117}Te formé à différentes énergies d'excitation et dans des états de moments angulaires différents, sont très peu différents les uns des autres.

Notons toutefois que l'énergie moyenne des particules émises augmente très légèrement avec l'énergie d'excitation (tableau III.3), que cette augmentation est à peu près la même quelle que soit la particule émise et de l'ordre de $2\,(\tau_{E^*=110} - \tau_{E^*=71})$, ce qui se conçoit si on définit approximativement l'énergie moyenne d'émission $\langle\bar{E}\rangle$ par :

$$\langle\bar{E}\rangle = B + 2\tau$$

où B est la barrière coulombienne.

E^* MeV	Projectile	$\bar{E}_p$ MeV	$\bar{E}_\alpha$ MeV
71	^{14}N	7.53	14.71
	^{40}Ar	7.50	14.80
107	^{14}N	8.43	14.80
	^{40}Ar	8.0	15.60

Tableau III 3

Energies moyennes des particules émises

Bien évidemment, on ne tient pas compte dans cette relation des effets dus au moment angulaire qui d'après Thomas (15) devraient augmenter sensiblement l'énergie d'émission.

Notons également qu'à une énergie d'excitation donnée, les énergies moyennes des protons évaporés sont plus élevées dans les réactions induites par ^{14}N. Ceci est particulièrement vrai à haute énergie d'excitation où la différence atteint 450 KeV. Cette chute sensible de $\langle\bar{E}\rangle$ quand on augmente le moment angulaire du noyau composé peut provenir comme l'indique Thomas (15) du fait qu'il n'existe pas dans le noyau résiduel de niveaux de spin J correspondant à l'émission de particules de haute énergie et de faible moment angulaire orbital.

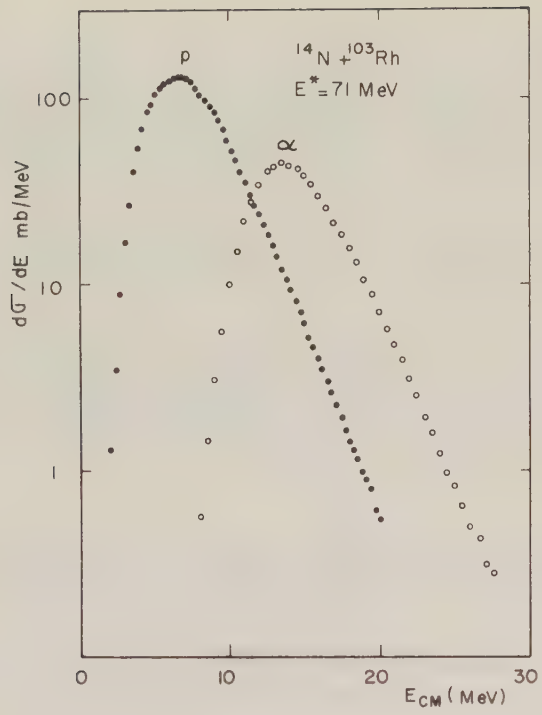


Figure III.16

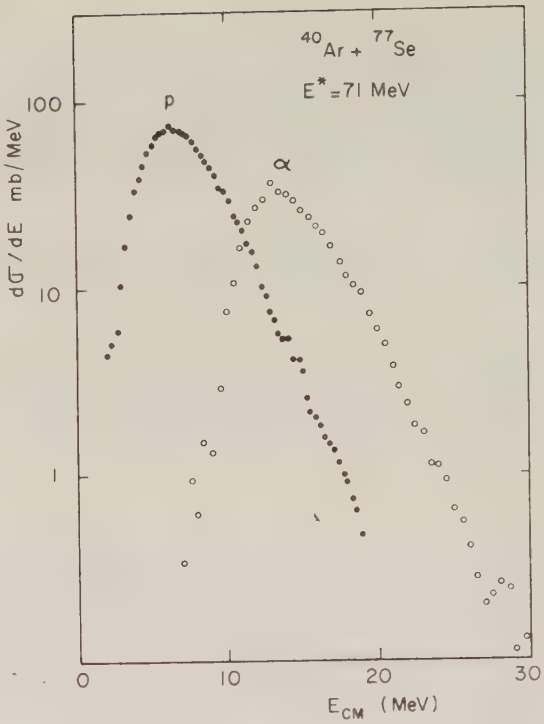


Figure III.17

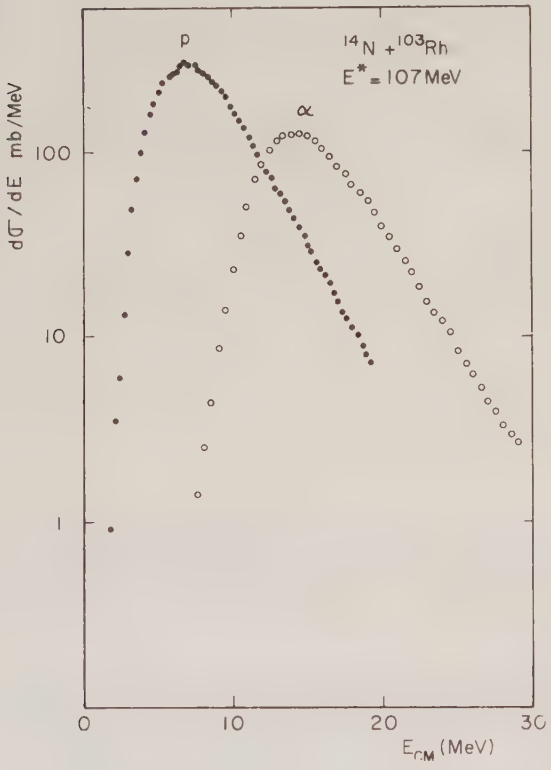


Figure III.18

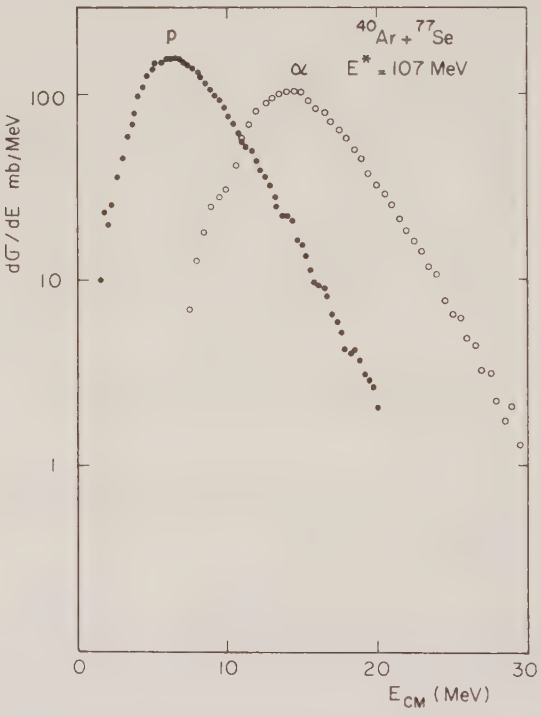


Figure III.19

Figures III. 16 à III. 19 - Spectres en énergie intégrés, dans le système du centre de masse, des protons et particules alpha pour chacune des réactions étudiées.

Pour conclure sur la présentation des spectres en énergie, notons que si le noyau composé de ^{117}Te est formé dans des états de spin différents suivant la nature et l'énergie du projectile, l'influence de ceux-ci se fait peu sentir sur les spectres d'évaporation excepté pour la réaction induite par argon à haute énergie où l'on note une variation très nette de l'énergie moyenne des particules alpha en fonction de l'angle d'émission. Enfin, et ceci est très important, les spectres que nous obtenons ont l'allure typique des spectres d'évaporation, excepté pour les spectres vers l'avant dans le cas des réactions induites par ^{14}N.

2)- Distributions angulaires.

a) Distributions angulaires intégrées sur l'énergie des particules.

Les distributions angulaires intégrées sur l'énergie pour les protons, deutons, tritons et particules alpha aux deux énergies d'excitation (71 et 107 MeV) sont présentées sur les figures III.20 et III.21 pour les réactions induites par ^{14}N. Leur caractéristique principale est l'asymétrie des distributions. Un grand nombre de particules provenant d'une interaction directe cible projectile est émis vers l'avant. Ce mélange de phénomènes est évidemment préjudiciable à l'étude de l'évaporation car il perturbe les distributions angulaires et parfois même au-delà de 90°.

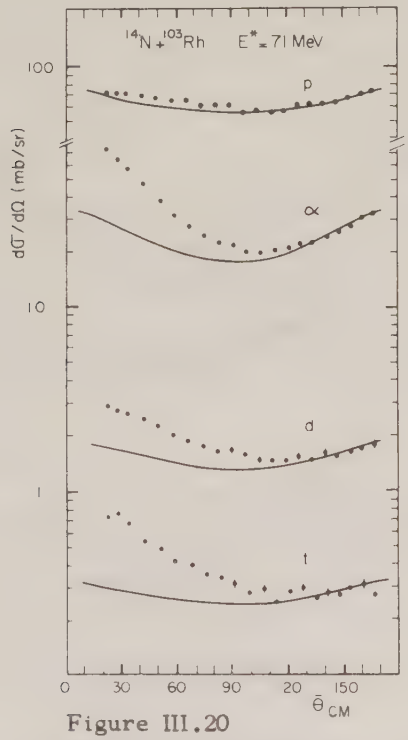


Figure III.20

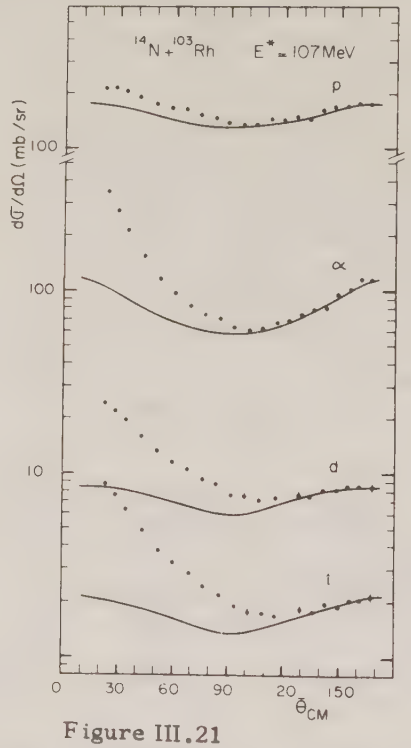


Figure III.21

Figures III.20 et III.21 - Distributions angulaires intégrées sur l'énergie des protons, deutons, tritons et particules alpha.

Pour tenter d'isoler chacun de ces deux processus, nous avons procédé de la manière suivante : nous avons considéré les points obtenus à $\theta_{CM} > 110°$ comme étant dus uniquement à l'évaporation. Partant du principe de symétrie des distributions angulaires par rapport à 90° pour les particules évaporées par le noyau composé dans le système du centre de masse, nous en avons déduit pour toutes les mesures à $\theta_{CM} < 70°$ la contribution d'interaction directe.

Ayant constaté l'aspect linéaire de la variation du logarithme de la section efficace d'interaction directe en fonction de $\bar{\theta}$, nous avons alors extrapolé cette tendance de 70° à 110° pour déduire les sections efficaces d'évaporation dans cette zone d'émission. Les courbes en traits pleins sur ces figures sont des lissages des résultats expérimentaux à l'aide d'une somme de polynômes de Legendre d'ordres pairs ; ceci a pour but d'extraire les valeurs des anisotropies $\sigma_{0°}/\sigma_{90°}$ données dans le tableau III.4.

Les distributions angulaires obtenues dans les réactions induites par ^{40}Ar sont représentées sur les figures III.22 et III.23.

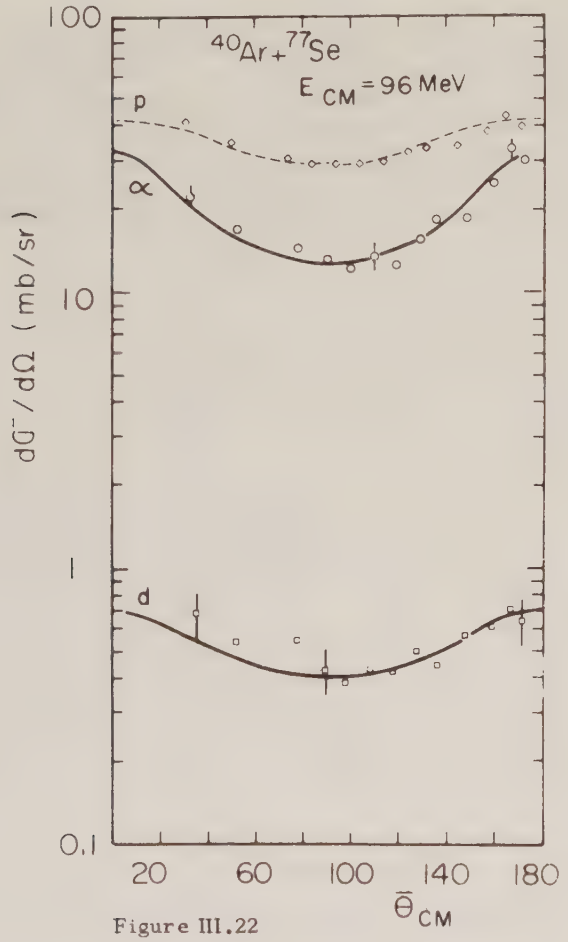


Figure III.22

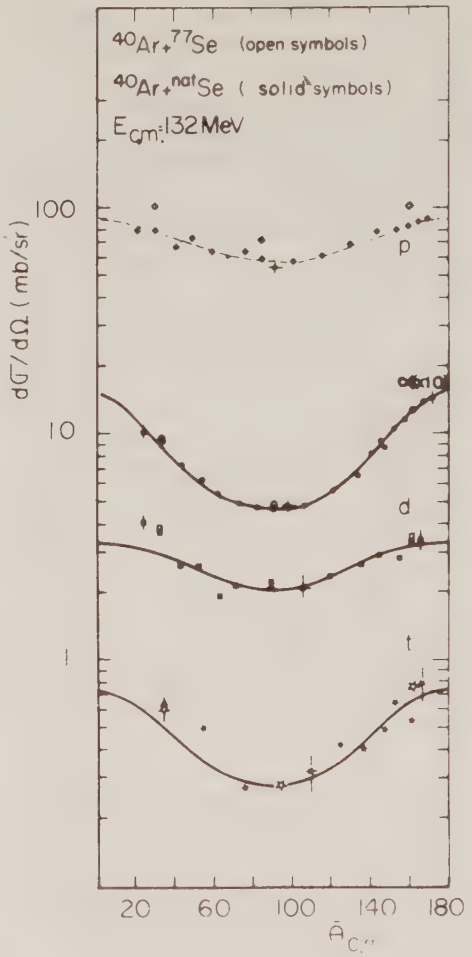


Figure III.23

Figures III.22 et III.23 - Distributions angulaires intégrées sur l'énergie des protons, deutons, tritons et particules alpha.

Mentionnons à nouveau que les mesures à l'énergie d'excitation de 107 MeV ont été effectuées avec une cible de sélénium naturel. Cependant, nous avons vérifié, à cette même énergie, par des mesures à plusieurs angles avec une cible de ^{77}Se, que les formes des distributions angulaires aussi bien que les spectres en énergie, restaient identiques. De plus, les sections efficaces absolues pour d, t et ^{4}He sont les mêmes ; seule la section efficace de protons mesurée avec ^{77}Se est plus grande d'un facteur 1.24 que celle mesurée sur Se naturel.

Nous pouvons présenter avec une bonne statistique, aussi les distributions angulaires de deutons aux 2 énergies d'excitation et de tritons à 107 MeV en dépit de la faible section efficace (autour de 1 mb). Cependant, les deutons et tritons, dont l'énergie est insuffisante pour traverser le 1er détecteur, ne peuvent être distingués des protons d'énergie inférieure à 3 MeV dans le système du laboratoire. De ce fait, les distributions angulaires de deutons et tritons, présentées ici, sont intégrées sur les énergies de particules supérieures à 8 MeV dans le système du centre de masse. Tout comme pour les réactions induites par ^{14}N, nous avons lissé ces distributions par la méthode des moindres carrés et en avons déduit les valeurs des anisotropies $\sigma_o/\sigma_{90°}$ données sur le tableau III.4.

		$E^* = 71$ MeV	$E^* = 110$ MeV
p	$^{14}N + ^{103}Rh$	1.32 ± 0.13	1.34 ± 0.13
	$^{40}Ar + ^{77}Se$	1.43 ± 0.10	1.53 ± 0.11
α	$^{14}N + ^{103}Rh$	1.87 ± 0.19	1.94 ± 0.19
	$^{40}Ar + ^{77}Se$	2.53 ± 0.20	3.16 ± 0.15

Tableau III.4

Anisotropie $\sigma_{0°}/\sigma_{90°}$ des distributions angulaires intégrées sur l'ensemble des spectres en énergie.

En contraste avec les expériences réalisées avec ^{14}N, les distributions angulaires sont toutes symétriques par rapport à $\bar{\theta} = 90°$, aux erreurs expérimentales près. C'est à notre connaissance, la première fois que de telles distributions symétriques sont obtenues lors de réactions induites par ions lourds, à haute énergie d'excitation. Seul, le noyau composé pouvant émettre des particules dont la distribution présente un tel comportement, nous avons ainsi une preuve certaine de la présence du processus de noyau composé.

Au vu de ces résultats, on peut déjà dégager un certain nombre de conclusions qui, bien que qualitatives, ne manquent pas d'intérêt.

Rappelons tout d'abord que les anisotropies des particules émises sont directement liées à la valeur de :

$$\alpha = \frac{J\ell}{\sigma_\nu^2}$$

ou J est le moment angulaire du noyau composé émetteur, ℓ le moment angulaire emporté par la particule ν, σ, le paramètre de "spin cutt-off" lié au noyau résiduel ($\sigma^2 = \frac{It}{\hbar^2}$ où I et t sont respectivement le moment d'inertie et la température nucléaire du noyau résiduel).

Ces conclusions sont les suivantes :

i) pour une même réaction, les anisotropies sont toujours plus marquées sur les distributions angulaires de ^{4}He que sur celle des protons : la particule plus lourde qu'est ^{4}He peut emporter un moment angulaire orbital plus important que ne peut le faire un proton.

ii) Dans le cas des réactions induites par ^{14}N , et pour une particule définie, les anisotropies sont sensiblement les mêmes aux deux énergies d'excitation. Cela signifie que la valeur du terme $\frac{J\ell}{\sigma^2}$ est comparable aux deux énergies. Les énergies moyennes emportées par une particule donnée (p ou ^4He) variant peu avec l'énergie d'excitation (voir tableau III.3), la valeur moyenne de ℓ est la même. De plus, le paramètre de spin cutt-off augmente avec l'énergie d'excitation puisque la température augmente. Par conséquent, les moments angulaires atteints à E* = 107 MeV sont plus importants que ceux obtenus pour E* = 71 MeV. En effet, si tel n'était pas le cas et si au contraire, les mêmes états de spins J étaient atteints, soit $(J\ell)_{E = 107} = (J\ell)_{E = 71}$, l'anisotropie serait d'autant plus faible que l'énergie d'excitation serait grande, du fait de l'augmentation de σ^2 du dénominateur.

iii) On peut appliquer le même raisonnement en comparant les distributions angulaires obtenues à partir de ^{40}Ar aux deux énergies d'excitation. Si les anisotropies des distributions pour l'émission de protons augmentent légèrement avec l'énergie d'excitation, l'accroissement est beaucoup plus significatif pour ^4He , leur anisotropie passant de 2.53 à 3.16 . Il apparaît donc très clairement que le noyau composé de ^{117}Te formé par le projectile ^{40}Ar possède des états de plus haut spin à 107 MeV qu'à 71 MeV. De plus, l'augmentation de l'anisotropie, qui est beaucoup plus sensible pour les particules alpha (+ 25 %) que pour les protons (+ 7 %) révèle que ^4He est émis préférentiellement à partir des niveaux de haut spin.

iiii) Enfin, la comparaison des réactions N + Rh et Ar + Se à la même énergie d'excitation peut apporter également des résultats intéressants. Aussi bien à 71 MeV qu'à 107 MeV, l'anisotropie des distributions de protons augmente faiblement lorsqu'on passe du projectile ^{14}N au projectile ^{40}Ar , alors que l'accroissement est proportionnellement plus important pour les particules alpha. On peut déjà en conclure que les moments angulaires atteints par le noyau composé dans les réactions induites par ^{40}Ar sont supérieurs à ceux atteints lors de réactions induites par ^{14}N à la même énergie d'excitation. D'autre part, ces grands moments angulaires favorisent l'émission de ^4He.

Pour résumer cette analyse qualitative, on peut affirmer que les moments angulaires les plus grands atteints par un mécanisme de noyau composé le sont par la réaction Ar + Se à haute énergie et les plus faibles par la réaction N + Rh à basse énergie.

De plus, pour un projectile donné, on produit des noyaux composés avec des états de plus haut spin à 107 MeV d'énergie d'excitation qu'à 71 MeV mais cela ne signifie nullement que les moments angulaires maxima atteints par le noyau composé sont ceux correspondant aux moments angulaires maxima de la voie d'entrée.

b) Distributions angulaires en fonction de l'énergie d'émission de la particule.

Le comportement des distributions angulaires est aussi fonction de l'énergie d'émission de la particule émise comme cela apparaît clairement sur les figures III.24 , III.25 et III.26 où sont présentées les distributions intégrées sur d'étroites bandes en énergie, pour les protons et particules alpha, dans les réactions induites

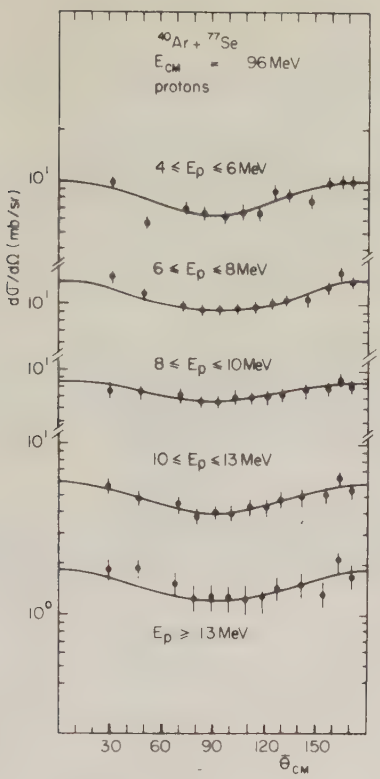


Figure III.24 a

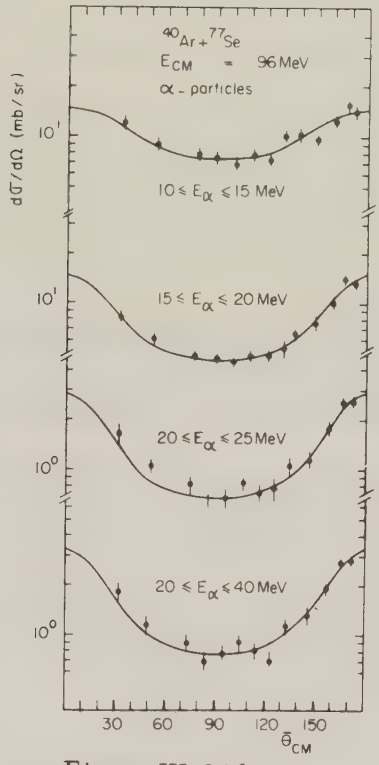


Figure III.24 b

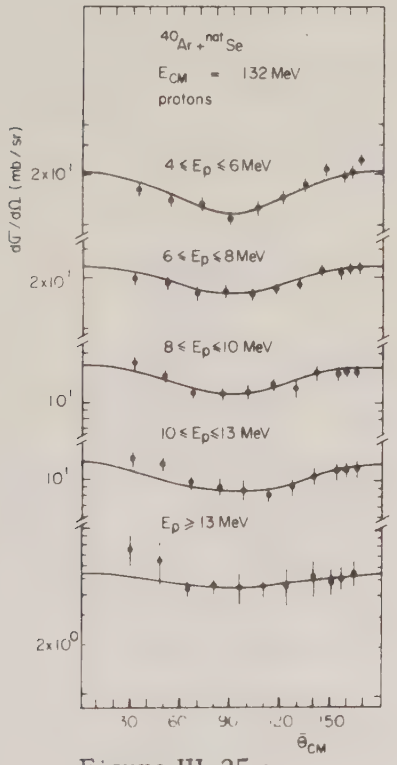


Figure III.25 a

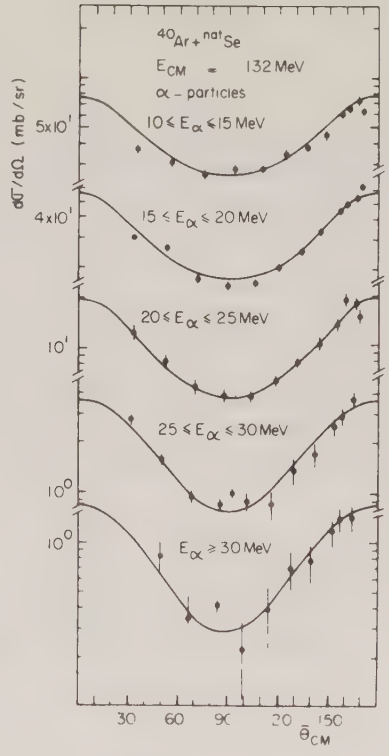


Figure III.25 b

Figures III.24 et III.25 - Distributions angulaires, intégrées sur d'étroites bandes en énergie, des protons et particules alpha.

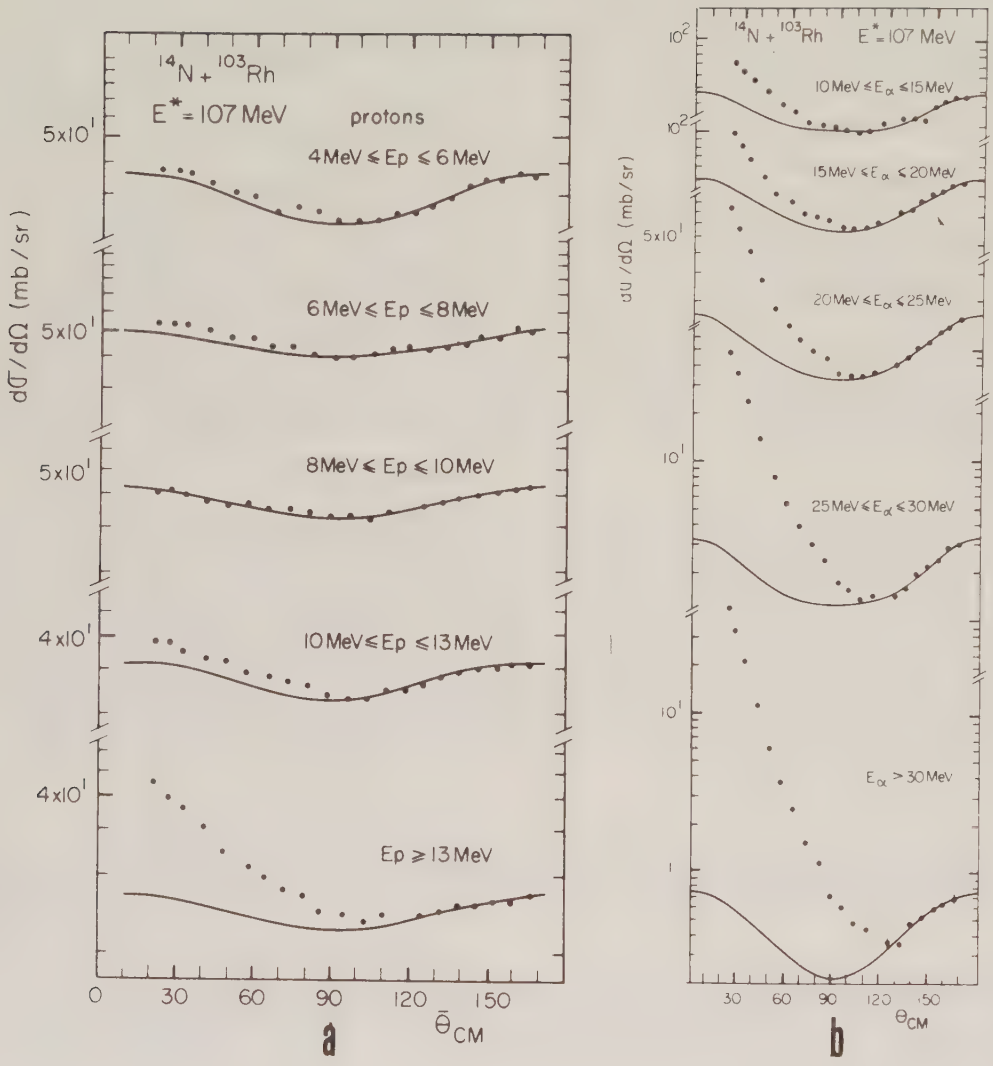


Figure III.26

- Distributions angulaires, intégrées sur d'étroites bandes en énergie, des protons et particules alpha.

par Ar à 71 et 107 MeV d'énergie d'excitation et par ^{14}N à 107 MeV.

Pour les réactions induites par ^{14}N, nous retrouvons les distributions angulaires piquées vers l'avant, le processus d'interaction directe étant d'autant plus important, proportionnellement à l'évaporation, que nous atteignons des énergies de particules plus élevées. De même que précédemment, nous avons séparé les deux processus dans chaque bande en énergie et lissé ensuite la partie évaporation par une somme de polynômes de Legendre d'ordre pair.

Tout comme les distributions angulaires intégrées sur l'énergie, les distributions par bandes en énergie sont symétriques par rapport à 90° dans le cas des réactions induites par ^{40}Ar. Tout au plus peut-on noter une légère dissymétrie dans les distributions angulaires de protons d'énergie supérieure à 13 MeV.

La variation de l'anisotropie σ_0/σ_{90} en fonction de l'énergie de la particule est représentée sur la figure III.27 pour chaque particule et pour les deux énergies d'excitation (71 et 107 MeV). Les courbes tracées sur cette figure sont là uniquement pour guider l'oeil et ne sont le résultat d'aucun calcul.

Aux erreurs expérimentales près, les anisotropies pour les protons sont constantes ($E^* = 107$ MeV) ou augmentent faiblement avec l'énergie ($E^* = 71$ MeV), quelle que soit la voie d'entrée. Par contre, l'anisotropie des distributions de ^4He augmente de façon très sensible avec l'énergie de la particule, approchant cependant une constante pour de grandes énergies ($E_\alpha > 30$ MeV) dans la réaction Ar + Se à 107 MeV d'énergie d'excitation. Cette différence de comportement entre protons et particules alpha est probablement due au fait que l'énergie d'émission de ^4He est plus directement liée que celle des protons au moment angulaire du noyau émetteur, des états de haut spin de celui-ci favorisant l'émission de ^4He de grande énergie, ce qui est conforme aux prédictions de Thomas (15). Un accroissement analogue de l'anisotropie de ^4He a déjà été observé par Reedy et al (59) dans des expériences d'évaporation à partir du noyau composé de ^{75}Br formé dans différentes réactions induites par Ions lourds ainsi que par Knox et al (47) sur le noyau composé ^{75}Kr.

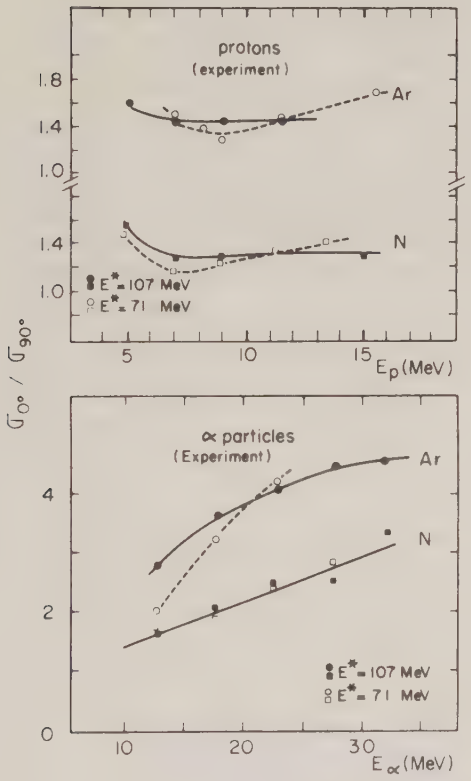


Figure III.27 - Variation de l'anisotropie σ_0/σ_{90} en fonction de l'énergie de la particule (p ou ^4He) pour les deux énergies d'excitation.

3 - Sections efficaces.

Sont présentées sur le tableau III.5, les sections efficaces intégrées sur tout l'espace des protons, deutons, tritons, particules alpha et Lithium émis par le noyau composé de ^{117}Te formé par les réactions $^{40}Ar + ^{77}Se$ et $^{14}N + ^{103}Rh$ à 71 et 107 MeV d'énergie d'excitation.

La manière, dont nous avons obtenu certaines de ces sections efficaces, appelle quelques remarques :

Nous avons considéré que l'anisotropie des distributions de deutons était également celle obtenue par intégration sur toutes les énergies. (Rappelons pour mémoire que notre système de détection ne permet pas de séparer protons, deutons et tritons de basse énergie vers les angles arrières). Connaissant les sections efficaces intégrées sur toutes les énergies pour les angles $\theta < 110°$, nous en avons déduit les sections efficaces totales.

Nous ne donnons pas de valeurs de sections efficaces d'évaporation de Lithium dans les réactions induites par ^{14}N , car il s'est avéré impossible de séparer la très faible contribution noyau composé du processus d'interaction directe largement dominant.

A l'énergie d'excitation de 71 MeV avec le projectile ^{40}Ar , aucun Lithium n'a été observé. La limite supérieure donnée dans le tableau III.5 est par conséquent la section efficace calculée pour un événement. A l'énergie d'excitation la plus élevée (107 MeV) et du fait de la grande énergie de recul du noyau composé, nous n'avons pu identifier tous les lithium évaporés que vers les petits angles. Pour obtenir une idée de la section efficace, nous avons supposé une distribution angulaire isotrope déterminée par la valeur de la section efficace mesurée à $\theta_{CM} = 20°$; par conséquent, la valeur donnée sur le tableau (σ = 1 mb) pour cette réaction est une limite supérieure, la limite inférieure devant se situer autour de 0,2 mb.

	$^{40}Ar + ^{77}Se$			$^{14}N + ^{103}Rh$		
	E_x = 71 MeV	E_x = 107 MeV	σ_{107}/σ_{71}	E_x = 71 MeV	E_x = 107 MeV	σ_{107}/σ_{71}
p	410 ± 60	1090 ± 110	2.7	794 ± 80	1894 ± 190	2.3
d	8.5 ± 1.5	47 ± 10	5.5	18.4 ± 3.0	90 ± 14	4.9
t	1.5 ± 0.7	15 ± 5	10.	3.5 ± 0.7	21 ± 3	6.
α	207 ± 30	840 ± 90	4.1	266 ± 30	930 ± 90	3.5
Li	<.1mb	<1mb				
σ_α/σ_p	.51	.77	1.51	0.34	0.49	1.49
σ_R	826	1698		1281	1878	

Tableau III.5

Sections efficaces (mb) des particules chargées émises, intégrées sur tout le spectre en énergie et sur tout l'espace, σ_R est la section efficace totale de réaction calculée par le modèle optique.

L'examen de ce tableau permet d'en tirer quelques enseignements. Bien qu'en valeur absolue, la section efficace de deutons et tritons soit une part très faible de la section efficace totale d'émission par particules chargées ($\leq 3\%$), on peut noter que pour une voie d'entrée définie (^{14}N ou ^{40}Ar), la probabilité d'émission de ces particules augmente fortement avec l'énergie. Cela pourrait être une indication de l'influence des états de haut spin du noyau composé favorisant l'évaporation de telles particules, celles-ci emportant un moment angulaire plus important

que le proton. Mais d'autre part, les rapports d'émission σ_p/σ_d sont sensiblement les mêmes à une énergie d'excitation donnée pour les deux voies d'entrée. C'est pourquoi nous inclinons plutôt à penser que l'augmentation des sections efficaces de deutons et tritons est due uniquement à une diminution de l'effet de l'énergie de liaison lorsque l'énergie d'excitation augmente.

Le comportement des particules alpha est tout autre. A une même énergie d'excitation, l'émission de ^{4}He est largement favorisée proportionnellement à celle de p lorsqu'on compare les voies d'entrée ^{14}N et ^{40}Ar , c'est-à-dire, comme nous l'avons montré précédemment, lorsque les moments angulaires atteints sont plus grands. Le rapport σ_α/σ_p passe en effet de 0.34 (N + Rh) à 0.51 (Ar + Se) à l'énergie d'excitation de 71 MeV.

Cette augmentation de la largeur d'émission α avec le spin du noyau émetteur prévue par les calculs théoriques (15-17) a déjà été mise en évidence par Reedy et al (59). Cette évolution de σ_α est facilement compréhensible : la largeur d'émission d'une particule est d'autant plus grande que la densité de niveaux du noyau résiduel est élevée ; celle-ci, étant fonction essentiellement de la différence $[E^* - E_{rotation}]$, sera maximum pour une valeur minimum de E_{rot} . La largeur d'émission est par conséquent directement proportionnelle au moment angulaire emporté par la particule, ce qui favorise donc le départ d'une particule alpha plutôt que d'un proton ou d'un neutron.

Remarquons pour terminer que les sections efficaces de Lithium restent très faibles (< 1 mb). L'effet en faveur d'une émission importante qu'est l'augmentation du moment angulaire pouvant être évacué par cette particule ne semble pas l'emporter sur l'influence inverse qu'ont à la fois la barrière coulombienne et l'énergie de liaison élevées du Lithium. Probablement faudrait-il augmenter encore considérablement l'énergie d'excitation pour que l'évaporation de particules lourdes devienne compétitive avec celle de ^{4}He.

CHAPITRE IV

ANALYSE THEORIQUE DES RESULTATS EXPERIMENTAUX

Nos expériences nous ont fourni trois types d'informations : les spectres en énergie, les distributions angulaires et les sections efficaces d'émission de chaque particule (p, d, t, ^{4}He). Le support théorique nécessaire à l'interprétation de ces trois informations est naturellement le même : c'est la théorie statistique. Bien évidemment, les paramètres qui entrent dans cette théorie doivent rester les mêmes pour interpréter tous ces résultats. Si tel est le cas, nous pourrons affirmer avec certitude que la validité de la théorie statistique peut être étendue à des noyaux composés formés à une énergie d'excitation très élevée, à l'aide de projectiles très lourds mettant en jeu des moments angulaires importants et ceci dans la limite de nos incertitudes expérimentales.

Ce dernier chapitre est divisé en quatre parties. La première a trait à l'interprétation des distributions angulaires à l'aide de la théorie semi-classique d'Ericson et Strutinski (13, 58) ; la seconde porte sur l'analyse des sections efficaces totales de particules chargées par une méthode indiquée par Reedy et al (59). Ces deux premières analyses nous permettront de définir la valeur des moments angulaires critiques atteints pour chacune des réactions, valeur que nous discuterons dans une troisième partie.

Enfin , nous terminerons ce chapitre par une analyse théorique des spectres en énergie et des sections efficaces intégrées sur tout l'espace.

A - ANALYSE DES DISTRIBUTIONS ANGULAIRES.

Avant d'entreprendre une analyse théorique des distributions angulaires, rappelons la condition de validité de la théorie semi-classique d'Ericson et Strutinski que nous avons développée au début de ce mémoire . On néglige les spins intrinsèques des noyaux en collision pour former le noyau composé ainsi que ceux des particules émises toujours petits devant les moments angulaires mis en jeu au cours de nos réactions.

L'expression complète de la section efficace d'émission d'une particule ν d'énergie ε dans une direction θ est donnée dans le chapitre I (expression I.31). Rappelons toutefois l'expression de la partie dépendante de θ dans cette relation.

$$W_{J\ell}(\theta, \varepsilon_\nu) = \frac{1}{4\pi} \sum_K (-1)^K (4K+1) \left[\frac{(2K)!}{(2^K K!)^2}\right]^2 J_{2K}\left(\frac{iJ\ell}{\sigma_\nu^2}\right) P_{2K}(\cos\theta) \qquad (IV.1)$$

où J_{2K} est la fonction de Bessel d'ordre $2K$,

J le spin du noyau composé émetteur,

ℓ le moment angulaire orbital emporté par la particule ν

et σ^2 le "spin cutt-off" lié au noyau résiduel et égal à $\frac{I t}{\hbar^2}$

(I est le moment d'inertie du noyau, t sa température nucléaire).

Il est donc évident que l'anisotropie d'émission des particules va dépendre fortement du terme $J\ell/\sigma_\nu^2$ de la fonction de Bessel.

1 - Validité de certaines approximations de la théorie d'Ericson.

a) Approximation du couplage faible.

Deux types d'approximations ont été utilisés par différents auteurs pour analyser les distributions angulaires dans le cadre d'un couplage faible où le moment angulaire ℓ emporté par la particule est petit devant J_f, le spin du noyau final, ce qui peut encore s'exprimer par $J\ell/\sigma^2 \ll 1$.

La distribution angulaire est alors de la forme

$$w(\theta) = \sum_i K_i \; P_{2i}(\cos\theta) \qquad \text{(IV. 2)}$$

En se limitant au premier terme, on obtient

$$w(\theta) = A + B \cos^2\theta$$

avec $$\frac{B}{A} = \frac{\langle J^2\rangle \langle \ell^2\rangle}{8\,\sigma^4} \qquad \text{(IV.3)}$$

$\langle J\rangle$ et $\langle \ell\rangle$ sont les valeurs moyennes du moment angulaire du noyau composé et de la particule émise.

Utilisant la relation IV.3, nous avons effectué à l'aide de la méthode des moindres carrés un lissage de la distribution angulaire des particules alpha provenant de la désexcitation du ^{117}Te excité à 107 MeV et formé avec le projectile Argon. Comme l'indique clairement la figure (IV.1), il est impossible de reproduire correctement l'allure de la distribution.

Connaissant la valeur de B/A d'après le lissage, nous avons cependant essayé de calculer la valeur moyenne $\langle J\rangle$ atteinte lors de la réaction.

$\langle \ell^2\rangle$ est facilement calculable par la formule approchée

$$\langle \ell^2\rangle = \frac{1}{2}\,\ell^2_{max} = \frac{\mu[\varepsilon - B]}{\hbar^2}\,R^2$$

ou μ est la masse de la particule, ε son énergie, B la barrière coulombienne et R le rayon d'interaction; σ a été calculé en supposant un moment d'inertie égal à celui de la sphère rigide. La valeur de $\langle J\rangle$ obtenue ainsi à l'aide de la relation IV.3 est de $100\,\hbar$. Ce résultat est totalement irréaliste puisque cela correspond à une valeur moyenne de J proche de la valeur maximum possible.

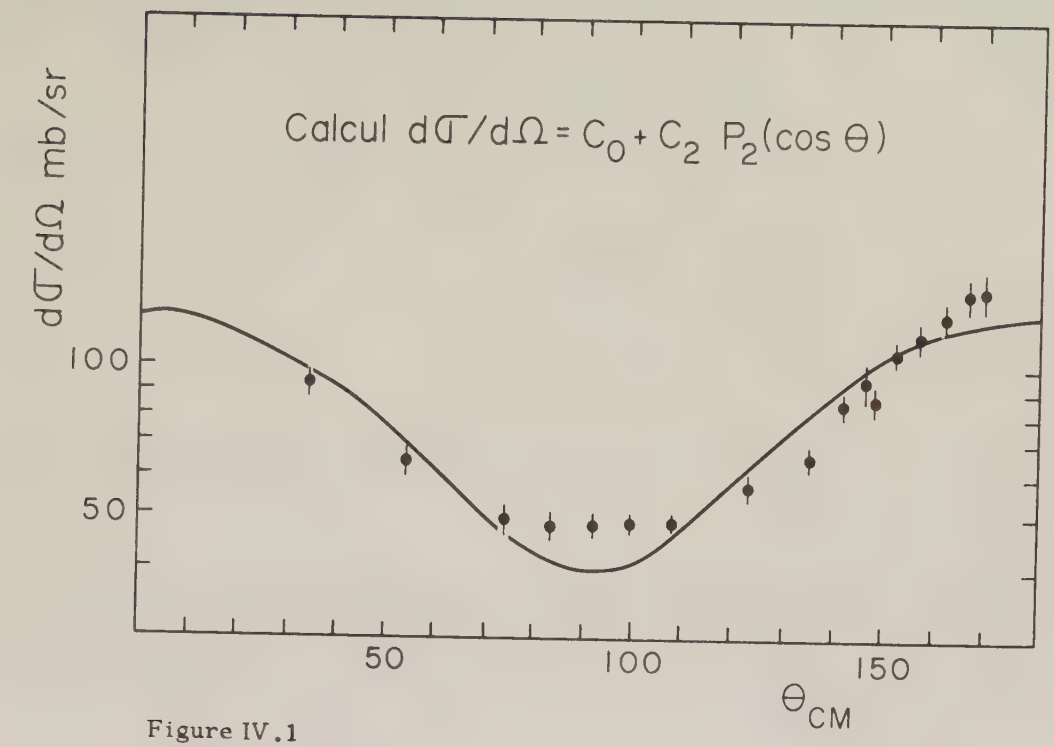


Figure IV.1

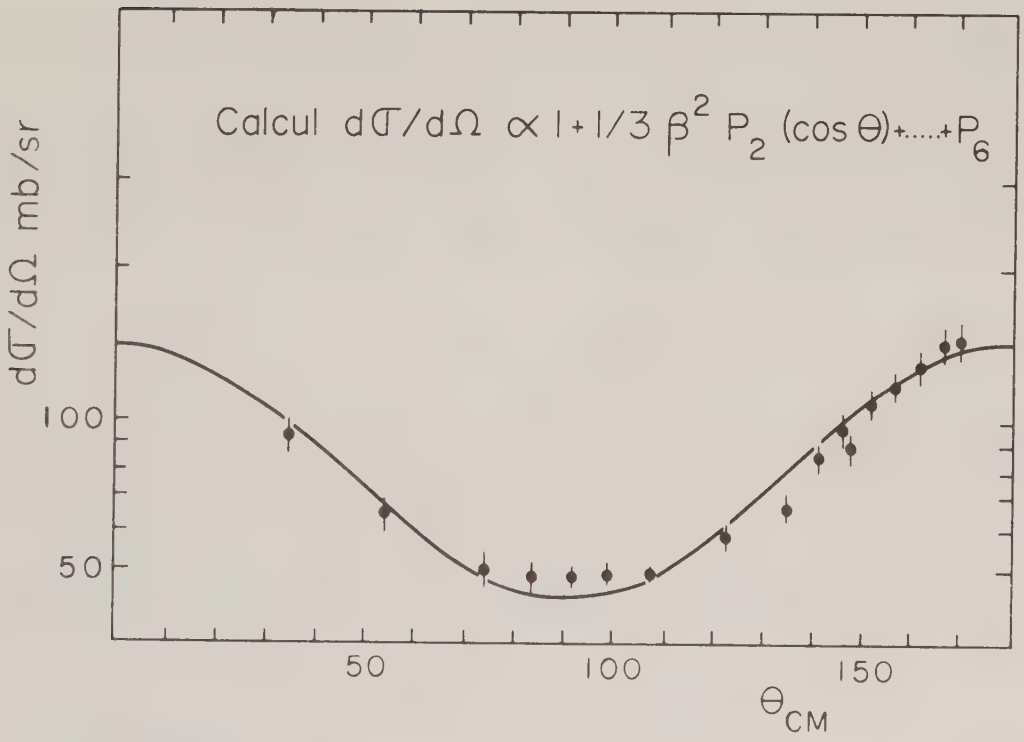


Figure IV.2

Figures IV.1 et IV.2 - Approximation du couplage faible ; lissage de la distribution angulaire des particules alpha émises lors de la réaction $^{40}Ar + ^{77}Se$ (E_{Ar} = 200 MeV).

Une approximation moins simplifiée utilisée par d'autres auteurs (42, 47) consiste à prendre en considération les autres termes du développement en polynômes de Legendre de l'équation IV.2. L'expression à laquelle on aboutit est de la forme :

$$\begin{aligned} w(\theta) = & \left[1 + \frac{2}{3}\beta^2 + \frac{2}{15}\beta^4 + \ldots\right] P_0 \cos\theta \\ & + \left[\frac{1}{3}\beta^2 + \frac{2}{21}\beta^4 + \ldots\right] P_2 \cos\theta \\ & + \left[\frac{1}{35}\beta^4 + \ldots\right] P_4 \cos\theta + \ldots \end{aligned} \qquad \text{(IV.4)}$$

$$\text{avec} \quad \beta^{2k} = \langle J^{2k} \rangle \langle \ell^{2k} \rangle / (2\sigma^2)^{2k}$$

Tous les auteurs ayant utilisé cette formule, ont en fait considéré seulement le premier terme des fonctions de Bessel de l'expression IV.1 , ce qui revient à ne prendre en compte dans la relation IV.4 que le premier terme de chaque somme entre parenthèses.

On peut, à l'aide de cette expression, obtenir un lissage correct de la même distribution angulaire que précèdemment (figure IV.2). Mais le problème est ensuite, connaissant la valeur de β^2 , d'extraire les valeurs physiques qui nous intéressent. Pour cela, il faut, d'une part, que soit défini avec le plus de précision possible le noyau composé responsable de l'émission de la particule dont nous analysons la distribution angulaire.

Or, les distributions angulaires globales reflètent toute la suite de désexcitations du noyau composé et l'émission proprement dite à partir de ^{117}Te ne représente qu'une partie de la section efficace correspondante. Nous reviendrons en détail sur ce problème dans le prochain paragraphe.

D'autre part, et même si la condition précédente est réalisée, la question se pose de savoir ce que représente $\langle J^2 \rangle$ dans β^2 . Cette valeur $\langle J^2 \rangle$ correspond en fait à la valeur la plus probable du moment angulaire du noyau composé pour l'émission de la particule considérée, soit :

$$\langle J \rangle = \frac{\sum_J J(2J+1)\, T_J\, P_J}{\sum (2J+1)\, T_J\, P_J}$$

où T_J est la pénétrabilité de l'ion incident pour la valeur J du moment angulaire et P_J la probabilité d'émission de la particule considérée à partir des noyaux de spin J . Si on ne tient pas compte de ce fait (42, 47) et si la probabilité d'émission P_J varie très sensiblement en fonction de J , ce qui est très certainement le cas dans nos expériences, l'interprétation des résultats peut être totalement erronée. Il semble donc évident que l'utilisation de telles approximations n'est pas réaliste dans le cadre de nos expériences.

b) Approximation du couplage fort.

Dans le cas d'un couplage fort, c'est-à-dire d'un complet alignement de J et ℓ , ce qui peut encore s'exprimer par $J\ell/\sigma^2 \gg 1$, la distribution angulaire tend vers la forme $\frac{1}{\sin\theta}$ (58).

A titre d'exemple, la distribution angulaire globale de ^4He résultant de l'énergie d'excitation la plus haute obtenue avec le projectile argon, peut être décrite de manière satisfaisante à l'aide d'une forme $\frac{1}{\sin\theta}$, exceptée pour les très grands (et très petits) angles (figure IV.3). En effet, il suffit d'un très faible découplage de J et ℓ pour que la distribution en $\frac{1}{\sin\theta}$ s'estompe vers l'avant et l'arrière alors qu'elle reste inchangée partout ailleurs.

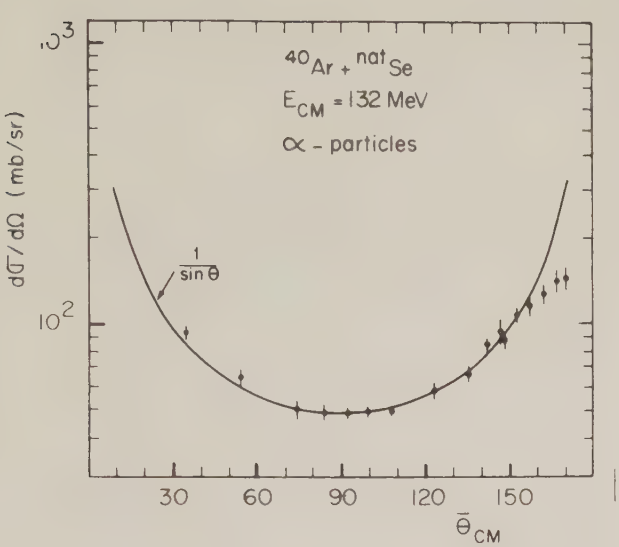


Figure IV.3 - Distribution angulaire des particules alpha comparée à la prédiction de la théorie statistique dans le cas de l'approximation du couplage fort.

Nos expériences, malgré les valeurs parfois importantes du terme $J\ell/\sigma^2$ (~ 12), ne peuvent donc s'expliquer par l'approximation du couplage fort. Il s'avère par conséquent nécessaire d'utiliser l'expression complète sans approximation que nous avons explicitée dans le chapître I (relations I.30 et I.31).

2 - Analyse des distributions angulaires à l'aide de la formule complète.

Jusqu'à présent, l'analyse des distributions angulaires avait eu pour principal objet la détermination du moment d'inertie du noyau composé (40). En effet, comme nous le vérifierons ici, le paramètre de densité de niveaux n'ayant qu'une influence secondaire sur la forme des distributions angulaires, seules influent les valeurs de J, ℓ et I. Dans les études mentionnées dans la littérature, la distribution des moments angulaires J du noyau composé était bien connue puisque le noyau composé était formé à une énergie d'excitation faible ($E^* \leq 30$ MeV) et que la section efficace de formation de celui-ci était alors égale à la section efficace de réaction. De plus, il n'y avait pas cascade de particules émises, mais une seule où tout au plus deux particules émises.

Ces expériences ont ainsi permis de définir un moment d'inertie du noyau très proche de celui de la sphère rigide I_{rig} ($0,9\ I_{rig} \leq I \leq 1.1\ I_{rig}$). Dans l'analyse de nos résultats, et suite à la discussion effectuée dans le chapitre I, nous avons choisi $I = I_{rig}$ et $a = A/6$, en vérifiant néanmoins qu'un faible changement de la valeur de ces paramètres ($I_{rig} \leq I \leq 1.2\ I_{rig}$ et $\frac{A}{8} \leq a \leq \frac{A}{6}$) ne modifiait pas de manière sensible nos distributions.

Ayant fixé la valeur de ces paramètres, la seule inconnue reste la distribution des moments angulaires dans la voie d'entrée. Par l'analyse des distributions angulaires, nous allons, par conséquent, essayer de définir les valeurs des moments angulaires atteints dans chacune deces réactions, soit en d'autres termes, déterminer s'il existe un moment angulaire critique J_{crit} au-delà duquel le noyau composé ne se forme plus.

Comme nous l'avons vu précédemment, l'émission de ^4He est la plus sensible aux effets de moments angulaires. Ce sont par conséquent les distributions de ces particules que nous allons étudier préférentiellement. L'interprétation de nos résultats est malheureusement compliquée par l'énergie d'excitation élevée du noyau composé initial qui entraine une émission de particules en cascades ; les distributions angulaires globales reflètent ainsi l'émission provenant de tous les noyaux de la chaine de désexcitation. Tenir compte de cette émission multiple de manière rigoureuse nous paraît difficile, vu le grand nombre d'étapes et de particules mises en jeu dans les réactions, et ceci même avec quelques approximations (46).

Nous devons nous efforcer, parmi toutes les particules émises, d'isoler celles qui proviennent du noyau composé initial. Les particules qui ont la plus grande probabilité de provenir du ^{117}Te sont celles qui naturellement, possèdent l'énergie la plus élevée. Anticipant un peu sur les résultats obtenus avec le programme GROGI 2, nous avons effectué un calcul des spectres en énergie des protons et alpha obtenus par desexcitation de ^{117}Te et ^{116}Te. Comme l'indique clairement la figure IV.4, les particules alpha d'énergie supérieure à 25 MeV proviennent, dans une proportion de 95 % , de la désexcitation du noyau initial ou du noyau résultant de l'émission d'un seul neutron. (Il en est de même pour les protons d'énergie supérieure à 13 MeV).

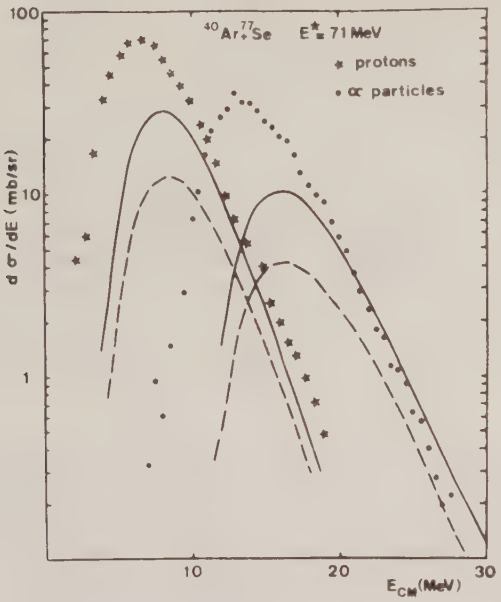


Figure IV.4 - Spectres en énergie intégrés des protons et particules alpha comparés à la prédiction de la théorie statistique pour les deux premières étapes de la désexcitation ; $a = A/6$, $I = I_{rig}$, $\delta_L = 2.10^{-7}$; $J_{crit} = 52\ \hbar$.

Or, la probabilité d'émission d'un neutron est peu sensible au moment angulaire. De plus, celui-ci emporte peu d'énergie et peu de moment angulaire. Par conséquent, la forme de la distribution de population après émission d'un neutron est très peu différente de la distribution initiale ; les formes des distributions angulaires doivent être les mêmes pour les réactions ($^{117}Te,\alpha$) et ($^{116}Te,\alpha$). Il en est de même pour les protons.

Dans le but d'avoir une interprétation claire, nous nous sommes donc volontairement limités à une analyse des distributions angulaires correspondant à ces énergies de particules ($E_p > 13$ MeV, $E_\alpha > 25$ MeV).

Pour cette analyse, un programme de calcul sur ordinateur des distributions angulaires à partir de l'expression complète a été réalisé. Notons que dans la partie dépendante de θ , les fonctions de Bessel ont été calculées jusqu'à l'ordre 10 ($0 \leq K \leq 5$).

a) Réactions induites par ^{14}N.

Comme l'ont montré les précédentes discussions de la formule complète d'Ericson, les distributions angulaires dépendent de façon très sensible du terme $J\ell/\sigma^2$ et par conséquent, les anisotropies sont supposées augmenter avec le spin J du noyau composé, pour une énergie définie de la particule émise (soit ℓ = constante).

Pour étudier cet effet de manière quantitative, nous avons effectué des calculs de distributions angulaires avec différentes valeurs du moment angulaire maximum du noyau composé J_{crit}.

Les résultats pour les deux particules p et ^4He, évaporées à partir de ^{117}Te excité à 107 MeV sont présentés sur la figure IV.5.

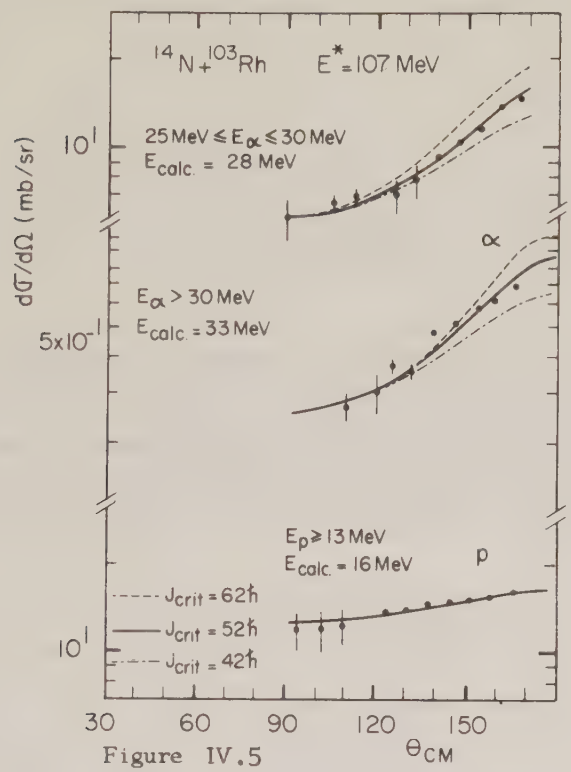


Figure IV.5

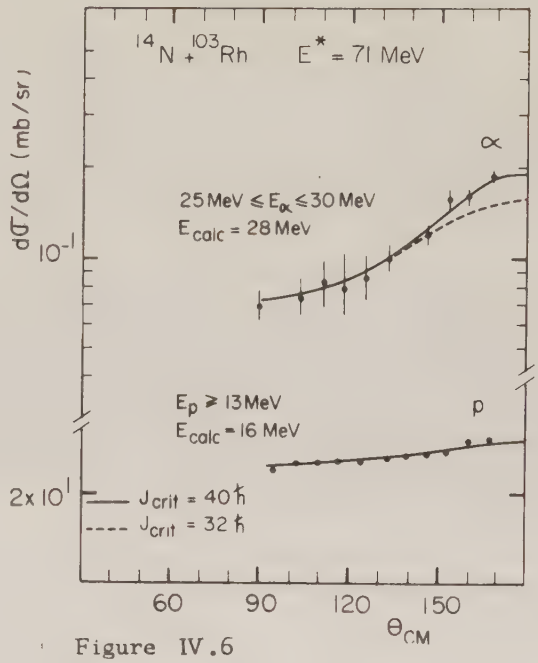


Figure IV.6

Figures IV.5 et IV.6 - Distributions angulaires des protons et particules alpha, calculées pour la 1ère étape de la désexcitation avec différentes valeurs de J_{crit} dans la voie d'entrée ; a = A/6 , $I = I_{rig}$.

L'énergie E_{cal} indiquée sur cette figure, ainsi que sur les suivantes, correspond à l'énergie pour laquelle le calcul a été effectué. Cette énergie est approximativement l'énergie moyenne de la bande en énergie du spectre dont nous voulons décrire la distribution angulaire. Si la variation de J_{crit} est très peu sensible sur les distributions de protons, il en est tout autrement pour les particules alpha. Une valeur de $J_{crit} = 62\,\hbar$ aboutit à de trop fortes anisotropies alors que $J_{crit} = 42\,\hbar$ donne des anisotropies trop faibles comparées aux valeurs expérimentales.

Une bonne description des distributions angulaires est obtenue avec $J_{crit} = 52\,\hbar$. Avec cette valeur, la distribution angulaire des protons est également correctement décrite.

L'existence d'un moment angulaire critique est, dans le cas présent, parfaitement vérifiée et sa valeur déduite de nos mesures est $J_{crit} = 52\,\hbar \pm 5\,\hbar$.

Lors d'une analyse comparative des anisotropies des distributions angulaires, nous avions remarqué que le moment angulaire maximum conduisant à la formation du noyau composé devait être plus faible à l'énergie d'excitation E* = 71 MeV qu'à 107 MeV. En conséquence, le moment angulaire critique pour la formation du noyau composé avec le projectile azote à l'énergie de 71 MeV est certainement inférieur à $52\,\hbar$.

A cette énergie, nous avons entrepris des calculs avec des valeurs différentes de J_{crit} en sélectionnant toujours les particules de haute énergie.

Une valeur de $J_{crit} = 40\,\hbar$ semble être en parfait accord avec nos résultats expérimentaux, tant pour les particules alpha que pour les protons comme l'indique la figure IV.6, alors que $J_{crit} = 32\,\hbar$ donne une anisotropie trop faible. Malheureusement, des valeurs de moment angulaire supérieures à $40\,\hbar$ n'augmentent pas l'anisotropie de manière sensible, car les coefficients de transmission deviennent trop faibles dans cette zone de moment angulaire (voir figure III.4). En effet, pour $J = 40\,\hbar$, la pénétrabilité est déjà proche de 0.5.

Cependant, il nous est permis de supposer, d'une part, qu'il existe un moment angulaire critique pour cette réaction à cette énergie d'excitation et d'autre part que celui-ci ne doit pas excéder de beaucoup $40\,\hbar$. En effet, ce moment angulaire critique existe puisque nous avons détecté la présence de protons et ^4He d'interaction directe. De plus, la section efficace de toutes les réactions autres que celle conduisant au noyau composé a été mesurée par Galin et al. (6,75) sur un système très proche du notre (^{14}N + Ag), à une énergie d'excitation du noyau composé (de Xe) légèrement plus faible, E* = 61 MeV. Cette étude a montré que dans ce cas, J_{crit} était proche de $36\,\hbar$.

Par conséquent, une valeur de $J_{crit} = 40 \pm 5\,\hbar$ nous semble physiquement raisonnable pour la réaction $^{14}N + ^{103}Rh$ à 71 MeV d'énergie d'excitation.

b) Réactions induites par Argon.

De même qu'avec le projectile ^{14}N , la variation de J_{crit} est très peu sensible sur la forme de la distribution angulaire des protons.

Par contre, pour les particules alpha, l'anisotropie augmente avec J pour atteindre cependant une valeur constante pour $J_{crit} \geq 72\,\hbar$ et $J_{crit} \geq 52\,\hbar$ aux énergies d'excitation respectives de 107 et 71 MeV. Ces résultats sont rassemblés sur les figures IV.7 et IV.8.

S'il est certain que les moments angulaires atteints lors de ces réactions sont différents, (voir chapitre III), il nous est impossible, dans ce cas précis, d'en déduire une valeur précise du J atteint. Nous aboutissons donc à la conclusion que s'il existe un moment angulaire critique au-delà duquel le noyau composé ne se forme pas $J_{crit} \geq 70\,\hbar$ ou bien J_{crit} est différent pour les deux énergies d'excitation.

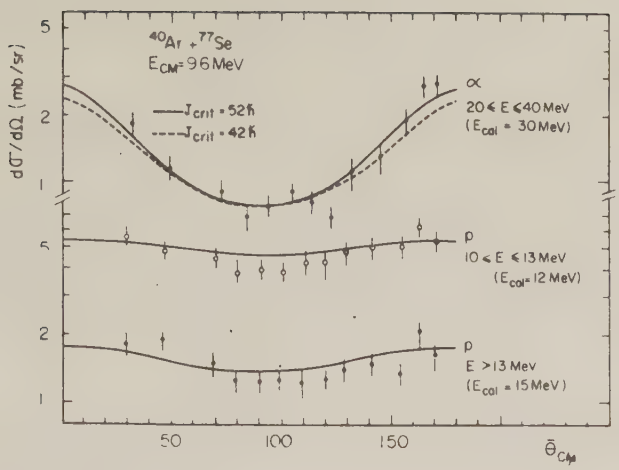


Figure IV.7

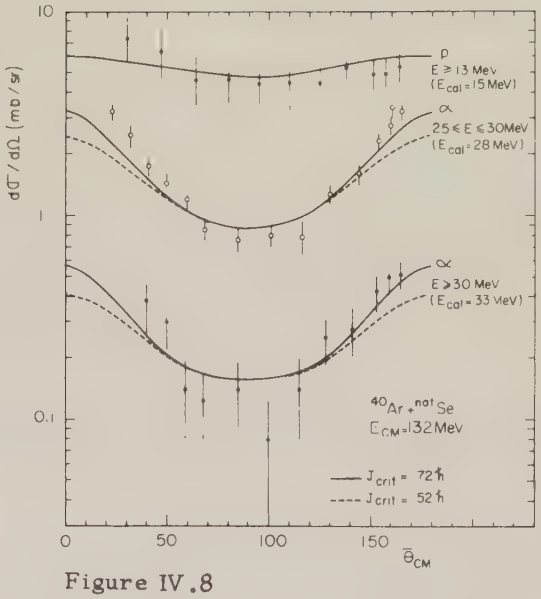


Figure IV.8

Figures IV.7 et IV.8 - Distributions angulaires des protons et particules alpha, calculées pour la 1ère étape de la désexcitation avec différentes valeurs de J_{crit} dans la voie d'entrée ; $a = A/6$, $I = I_{rig}$.

Il nous faut néanmoins essayer de comprendre l'invariance des anisotropies des distributions angulaires calculées au-delà d'un certain J . Cet effet ne peut être expliqué, comme dans le cas de l'azote, par les valeurs faibles des coefficients de transmission, ceux-ci étant encore égaux à l'unité dans les zones de moments angulaires qui nous intéressent. Pour tenter d'éclaircir ce point, la figure IV.9 montre comment évolue la section efficace d'émission de particules alpha d'énergie définie en fonction du spin du noyau composé émetteur. Cette distribution

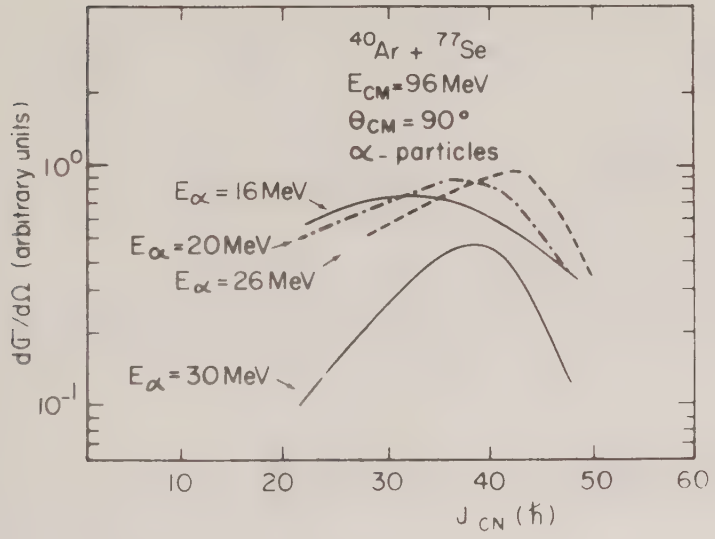


Figure IV.9 - Variation de la section efficace d'émission de ^4He en fonction du spin du noyau émetteur pour différentes valeurs de l'énergie cinétique d'émission E_α .

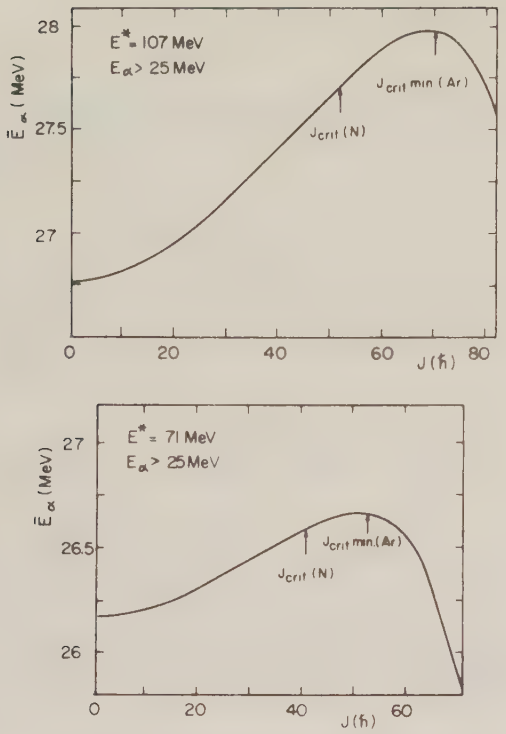


Figure IV. 10 - Variation de l'énergie cinétique moyenne des particules alpha d'énergie supérieure à 25 MeV en fonction du spin du noyau émetteur. Le calcul est effectué pour la première étape de la désexcitation.

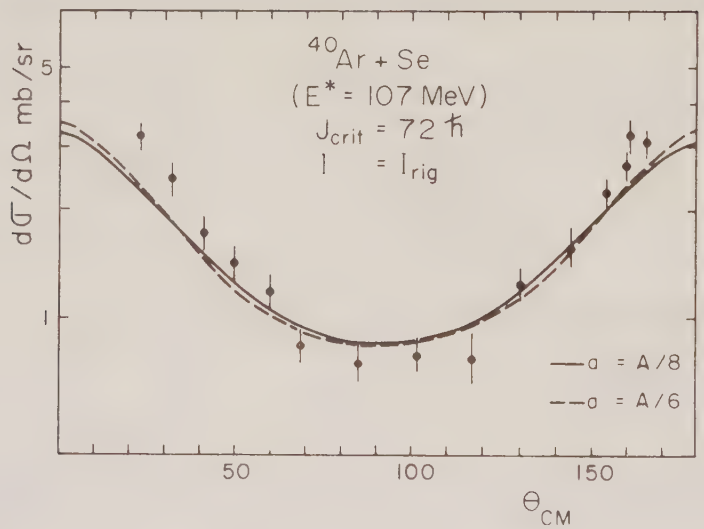


Figure IV.11 - Variation de la distribution angulaire de ^{4}He suivant le choix de la valeur de a .

de probabilité passe par un maximum ; le spin correspondant du noyau composé augmente d'abord avec l'énergie de ^4He mais décroit ensuite pour les particules alpha de haute énergie.

Considérons en effet l'émission de ^4He d'une trentaine de MeV à partir du noyau composé à 71 et 107 MeV d'énergie d'excitation aboutissant à des états d'environ 40 et 75 MeV dans les noyaux résiduels. Les niveaux Yrast correspondants se situent à des moments angulaires d'environ 55 $\hbar$ et 77 $\hbar$ très proches des limites de J_{crit} que nous avons trouvées. Ainsi, l'évaporation de particules alpha de haute énergie, à partir d'un noyau composé de haut spin, doit probablement être entravée par la diminution du nombre de niveaux disponibles due à l'existence de la ligne Yrast dans le noyau résiduel. Cette évaporation est soit interdite, soit considérablement réduite du fait des densités de niveaux très faibles dans le noyau résiduel et cela malgré le moment angulaire orbital important emporté par ^4He.

On peut présenter les choses d'une autre manière. La figure IV.10 montre l'énergie cinétique moyenne calculée des particules alpha dont l'énergie est supérieure à 25 MeV, émises lors de la première étape de la désexcitation à partir de ^{117}Te, en fonction du spin J du noyau initial .

L'énergie moyenne augmente avec J mais passe cependant par un maximum à 50 et 70 $\hbar$ pour les énergies d'excitation respectives de 71 et 107 MeV et décroit ensuite. L'émission de ^4He de haute énergie est donc bien inhibée lorsqu'on s'approche de la ligne Yrast.

Il est évident que, dans cette étude, l'influence de la ligne Yrast est seulement observée dans le cas de ^{40}Ar et non dans les réactions induites par ^{14}N.

En effet, aux mêmes énergies d'excitation, les réactions par ^{14}N conduisent à des états du noyau composé dont les spins sont beaucoup plus faibles que dans les réactions par Ar , comme l'indique la figure IV.10 où les flèches correspondent aux moments angulaires critiques déterminés dans les réactions induites par ^{14}N et aux valeurs minima déduites dans le cas de ^{40}Ar.

Nous avons noté, en commençant l'analyse des distributions angulaires , que celles-ci étaient très peu sensibles à la valeur du paramètre de densité de niveaux a . Ceci est confirmé sur la figure IV.11 où sont présentés deux calculs pour la réaction Ar + Se à 107 MeV avec $J_{crit} = 72\hbar$ et deux valeurs différentes de a (A/6 et A/8). Les différences observées sont peu sensibles. De la même façon, et en maintenant constants a et J_{crit}, nous avons fait varier le moment d'inertie I de I_{rig} à 1.2 I_{rig} . Les écarts sont à nouveau faibles.

Notre méthode de détermination des moments angulaires critiques, à l'aide des distributions angulaires, nous semble donc parfaitement justifiée puisque le paramètre J est bien le facteur déterminant dans l'anisotropie des particules émises.

Cette méthode nous a ainsi permis de définir les valeurs de J_{crit} pour les réactions induites par ^{14}N et les limites inférieures dans le cas de l'argon. Ces résultats sont rassemblés sur le le tableau IV. 1.

Projectile → / E^* (MeV) ↓	^{14}N	^{40}Ar
71	40 ± 5	≥ 50
107	52 ± 5	≥ 70

Tableau IV 1

Valeurs de J_{crit} obtenues (en unité ħ) par analyse des distributions angulaires.

c) Variation de l'anisotropie en fonction de l'énergie d'émission des particules.

Pour terminer ce paragraphe sur l'étude des distributions angulaires, notons que nous avons effectué un calcul de l'anisotropie $\sigma_{0°}/\sigma_{90°}$ des particules alpha en fonction de leur énergie d'émission. Ce calcul a naturellement été effectué sur la première étape et ne peut être comparé que qualitativement aux résultats expérimentaux présentés sur la figure III.27 et qui eux reflètent la désexcitation complète du noyau composé . Le résultat de ce calcul effectué pour ^{117}Te excité à 107 MeV est indiqué sur la figure IV.12. Si l'anisotropie augmente de façon régulière avec l'énergie des particules émises pour les distributions angulaires de ^4He correspondant au projectile ^{14}N , elle tend vers une valeur constante pour Ar aux grandes énergies de ^4He. Cette différence est également observée sur nos résultats expérimentaux (figure III.27), et peut s'expliquer simplement. Nous avons montré (figure IV.10) que l'émission de ^4He de haute énergie à partir de noyaux dans des états de hauts spins était défavorisée par la proximité des niveaux Yrast dans le noyau résiduel, ce qui n'est pas le cas des noyaux produits par ^{14}N, d'où la différence observée dans les allures de $\sigma_{0°}/\sigma_{90°}$ en fonction de l'énergie.

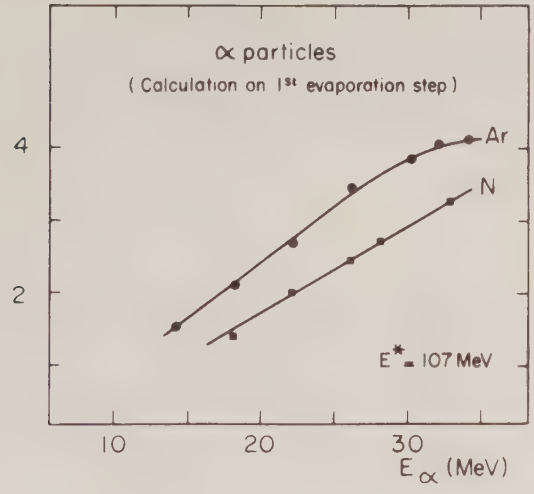


Figure IV.12 - Variation de l'anisotropie σ_0/σ_{90} en fonction de l'énergie de la particule (p, ^4He) pour une énergie d'excitation ; le calcul est effectué pour la 1ère étape de la désexcitation ; $a = A/6$, $I = I_{rig}$.

B - EFFETS DE MOMENTS ANGULAIRES SUR LES SECTIONS EFFICACES D' EVAPORATION DES PARTICULES CHARGEES.

1 - Détermination des moments angulaires critiques pour les réactions induites par ^{40}Ar.

La comparaison des réactions induites par ^{14}N et ^{40}Ar rend possible une étude quantitative des sections efficaces d'évaporation de particules chargées à partir de régions de moments angulaires différents du noyau composé initial, et ceci en appliquant une méthode utilisée pour la première fois par Reedy et al (59).

Rappelons tout d'abord le principe de cette méthode. Tout le raisonnement est basé sur l'hypothèse d'indépendance de Bohr, selon laquelle la désexcitation d'un noyau composé d'énergie d'excitation E et de spin J ne dépend pas de la manière dont celui-ci a été formé. Cette hypothèse a été vérifiée de nombreuses fois et particulièrement dans les réactions induites par ions lourds, par d'Auria et al (20).

La section efficace d'émission d'une particule μ à partir d'un noyau composé formé par le projectile x peut s'écrire :

$$\sigma(x,\mu) = \sum_J \sigma_J(x)\ \omega_J(\mu) \qquad (IV.5)$$

$\sigma_J(x)$ est la section efficace de formation du noyau composé avec un moment angulaire J, et $\omega_J(\mu)$ la densité de probabilité pour l'émission d'une particule μ à partir du noyau composé de spin J.

$\sigma_J(x)$ peut s'écrire

$$\sigma_J(x) = \pi \lambda\!\!\!^{-2}_x\ (2J+1)\ T_J(x) \qquad (IV.6)$$

$\lambda\!\!\!^{-}_x$ est la longueur d'onde réduite dans la voie d'entrée et $T_J(x)$ le coefficient de transmission pour l'onde partielle J.

La relation IV.5 peut alors s'écrire :

$$\sigma(x,\mu) = \pi \lambda\!\!\!^{-2}_x \sum_J (2J+1)\ T_J(x)\ \omega_J(\mu) \qquad (IV.7)$$

Les sections efficaces d'émission de ^4He pour les réactions induites par ^{14}N et ^{14}Ar à la même énergie d'excitation sont décrites alors par les relations

$$\sigma(^{14}N,\alpha) = \pi \lambda\!\!\!^{-2}_N \sum_J (2J+1)\ T_J(^{14}N)\ \omega_J(\alpha)$$

$$\sigma(^{40}Ar,\alpha) = \pi \lambda\!\!\!^{-2}_{Ar} \sum_J (2J+1)\ T_J(^{40}Ar)\ \omega_J(\alpha)$$

Le terme $\omega_J(\alpha)$ est le même dans les deux équations, puisqu'il représente la probabilité d'émission de ^4He à partir du même état du noyau composé. En combinant ces deux relations, on obtient :

$$\frac{\sigma(^{40}Ar,\alpha)}{\lambda\!\!\!^{-2}_{Ar}} - \frac{\sigma(^{14}N,\alpha)}{\lambda\!\!\!^{-2}_{N}} = \pi \sum_J (2J+1)\, \omega_J(\alpha) \left[T_J(Ar) - T_J(N)\right] \qquad (IV.8)$$

L'expression de gauche de la relation IV.8 est composée uniquement de valeurs connues, les sections efficaces expérimentales et les longueurs d'onde réduites. Dans la partie droite, seuls diffèrent les coefficients de transmission. Ainsi, l'équation IV.8 définit une région bien localisée de moment angulaire du noyau initial, région où les coefficients de transmission pour ^{14}N et ^{40}Ar sont différents. Cette zone correspond bien évidemment aux grands moments angulaires (région 3).

Il parait intéressant de définir deux autres régions représentées par les relations :

$$\frac{\sigma(^{14}N,\alpha)}{\lambda\!\!\!^{-2}_{N}} = \pi \Sigma (2J+1)\, T_J(N)\, \omega_J(\alpha) \qquad \text{région (1)}$$

$$\frac{\sigma(^{40}Ar,\alpha)}{\lambda\!\!\!^{-2}_{Ar}} = \pi \sum_J (2J+1)\, \omega_J(\alpha)\, T_J(^{40}Ar) \qquad \text{région (2)}$$

A chaque énergie d'excitation, les quantités $(2J+1)\Delta T_J$ des régions 1 et 3, en prenant en compte la distribution complète des moments angulaires de

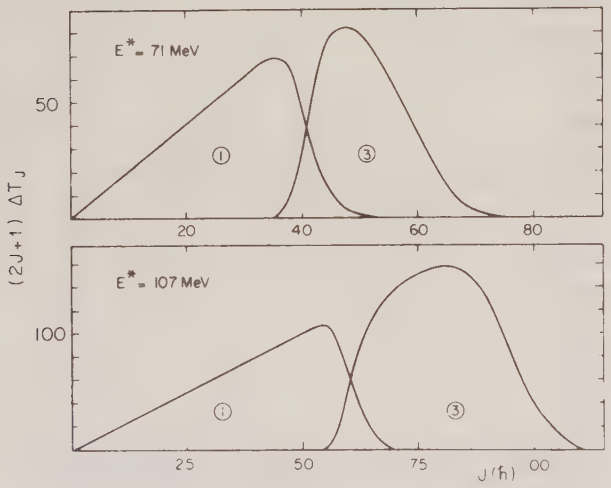


Figure IV.13 - Sections efficaces (en unités $\lambda\!\!\!^{-2}$) $(2J+1)\Delta T_J$ pour la formation du noyau composé dans les régions 1 et 3 ; la région 1 est définie par $\Delta T_J = T_J(^{14}N) \neq 0$, et la région 3 par $\Delta T_J = T_J(^{40}Ar) - T_J(^{14}N) \neq 0$; pour plus de détails, voir le texte.

la voie d'entrée, sont données sur la figure IV.13 en fonction de J. Le moment angulaire moyen augmente sensiblement de la région 1 ($\Delta_{TJ} = T_J(^{14}N)$) à la région (3) ($\Delta T_J = T_J(Ar) - T_J(N)$), permettant ainsi une étude de la dépendance des sections efficaces du spin du noyau composé. La région (2) ($\Delta T_J = T_J(Ar)$), non représentée sur la figure IV. 13, correspond en fait à la somme des régions 1 et 3 et donne un J moyen intermédiaire.

Dans tout ce qui va suivre, et dans le but d'obtenir une comparaison correcte des sections efficaces, celles-ci seront exprimées avec les mêmes dimensions (sans unité) $\frac{\sigma}{\lambda\!\!\!^{-2}}$.

Le tableau IV.2 donne pour chaque énergie d'excitation et pour chacune des régions de moment angulaire précédemment définies, le spin moyen de chaque région, donné à titre indicatif, les sections efficaces σ_p et σ_α et les sections efficaces totales de réaction σ_R calculées sur une somme sur tous les T_J . De plus, sont données pour chaque particule chargée ν , les valeurs σ_ν/σ_R et σ_{ch}/σ_R où $\sigma_{ch} = \sum_\nu \sigma_\nu = \sigma_p + \sigma_d + \sigma_t + \sigma_\alpha$. σ_{ch} est donc la section efficace totale d'émission de particules chargées.

Si dans une première approche, on admet que σ_R est égale à la section efficace de formation du noyau composé, on aboutit à une évolution non conforme au résultat théorique de l'émission de ^{4}He en fonction de J. En effet, si le rapport σ_α/σ_R augmente avec le spin moyen du noyau composé à l'énergie d'excitation la plus basse, il reste constant pour les trois régions de moments angulaires à haute énergie d'excitation.
De plus, σ_{ch}/σ_R diminue lorsqu'on passe des régions 1 à 3 et ceci aux deux énergies d'excitation. Ceci signifie que l'émission de particules chargées serait défavorisée au profit d'autres voies de désexcitation quand le spin du noyau composé augmente.

	E^* = 71 MeV $J_{max}(^{14}N)$ = 52 ħ $J_{max}(^{40}Ar)$ = 72 ħ			E^* = 107 MeV $J_{max}(^{14}N)$ = 72 ħ $J_{max}(^{40}Ar)$ = 110 ħ		
Région	1	2	3	1	2	3
$<J>$	27.2	38.6	50	41.1	66.5	79
σ_R	540	995	455	1180	2820	1640
σ_α	112	250	138	585	1400	815
σ_p	335	494	159	1190	1820	630
σ_α/σ_R	.208	.251	.304	.50	.50	.50
σ_p/σ_R	.62	.498	.350	1.01	.64	.38
σ/σ_R	.84	.76	.65	1.56	1.18	.91

Tableau IV. 2

Spin moyen $<J>$ du noyau composé, sections efficaces de réactions calculées σ_R et différentes sections efficaces expérimentales exprimées en unités des carrés des longueurs d'onde pour les régions 1, 2 et 3 comme défini par le texte . Les distributions des moments angulaires, sont celles des voies d'entrée avec une valeur maximum J_{max} .

Or, la section efficace d'évaporation se compose de la section efficace de particules chargées à laquelle viennent s'ajouter la section efficace d'évaporation de neutron σ_n , la section efficace d'émission γ , σ_γ et la fission σ_f , soit :

$$\sigma_{ev} = \sigma_{ch} + \sigma_n + \sigma_\gamma + \sigma_f$$

Des mesures de sections efficaces de fission avec un faisceau de ^{14}N de 126 MeV ont montré que $\sigma_f \sim 0.4$ mb dans la région du Tellure (77). De même, une faible section efficace a été trouvée pour la fission induite par ^{40}Ar sur le molybdène (78). Par conséquent, nous pouvons négliger σ_f dans la présente discussion.

La probabilité d'émission γ peut dans une première approximation être considérée comme indépendante du spin du noyau composé. Des calculs de Grover et Gilat (17) montrent que l'émission γ dépend essentiellement de la proximité de la ligne Yrast mais en tout état de cause, celle-ci ne devient importante que vers la fin de la désexcitation (pour $E^* \leq 20$ MeV). Si l'émission γ peut réduire l'importance de l'augmentation de σ_{ch} avec J , elle ne peut cependant pas la supprimer.

Le rapport de la section efficace de particules évaporées à la section efficace de formation du noyau composé σ_{NC} s'écrit alors :

$$\frac{\sigma_{ev}}{\sigma_{NC}} = \frac{\sigma_{ch}}{\sigma_{NC}} + \frac{\sigma_n}{\sigma_{NC}}$$

Ce rapport (à σ_γ près) est bien évidemment constant pour les trois zones de moments angulaires.

Si nous identifions σ_R à σ_{NC} , et puisque $\frac{\sigma_{ch}}{\sigma_R}$ diminue quand J augmente, il s'ensuit que la section efficace d'évaporation de neutrons augmente avec le spin du noyau composé, ce qui est en complet désaccord avec tous les calculs théoriques (15-17-79) qui aboutissent, au contraire, à une lente décroissance ou une constance de σ_n en fonction de J. (La compétition se fait donc presque uniquement entre protons ^{n} et ^4He).

Par conséquent, σ_{ch}/σ_{NC} doit être constant ou faiblement augmenter avec le moment angulaire. Ces résultats impliquent donc, indépendamment des précédentes discussions des distributions angulaires, que les sections efficaces pour la formation du noyau composé σ_{NC} sont inférieures aux sections efficaces de réaction σ_R .

Si l'on admet que le rapport σ_{ch}/σ_{NC} est constant ou augmente faiblement avec J , on aboutit à l'inégalité suivante :

$$(\sigma_{NC})_{Ar} \leq (\sigma_{NC})_N \frac{(\sigma_{ch})_{Ar}}{(\sigma_{ch})_N} \qquad \text{(IV.9)}$$

Pour les réactions induites par ^{14}N , σ_{NC} a été déterminée par analyse des distributions angulaires. L'égalité entre les deux termes de l'équation IV.9 aboutit à une détermination de la limite inférieure de $(\sigma_{NC})_{Ar}$.

Il est alors facile de trouver la valeur correspondante de J_{crit} (voir relation I.6). Avec $J_{crit}(^{14}N) = 40\,\hbar$ à 71 MeV d'énergie d'excitation, il s'ensuit $J_{crit}(Ar) \leq 52\,\hbar$. De même à 107 MeV, la valeur $J_{crit}(^{14}N) = 52\,\hbar$ implique $J_{crit}(^{40}Ar) \leq 70\,\hbar$.

Si nous combinons ces résultats avec ceux obtenus par l'étude des distributions angulaires, les moments angulaires critiques pour les réactions induites par argon s'en déduisent immédiatement (IV.3).

E^* MeV	J_{crit} Dist ang	J_{crit} Sect eff	J_{crit}
71	≥ 52 h	≤ 52 h	52 ± 5 ħ
107	≥ 72 h	≤ 70 h	70 ± 5 ħ

Tableau IV.3

Détermination de J_{crit}

Quelques conclusions concernant le mécanisme d'évaporation peuvent être tirées de cette procédure.

Le Tableau IV.4 donne les nouvelles caractéristiques de chaque zone de moment angulaire, définie par un moment angulaire moyen $\langle J \rangle$, avec les valeurs précédemment déterminées de la section efficace de formation du noyau composé σ_{NC}. Sont présentés également, pour chaque particule chargée ν, les rapports σ_ν/σ_{NC}. Aux deux énergies d'excitation, la probabilité relative d'émission de particules alpha augmente fortement avec le spin du noyau composé alors que l'émission de protons suit une évolution inverse. Ceci est en complet accord avec les prédictions théoriques de Williams et Thomas (16). Un comportement similaire de ^4He émis à partir du noyau composé de ^{75}Br a été trouvé par Reedy et al (59) alors que dans leur expérience, l'émission de protons est trouvée constante aux erreurs expérimentales près. Notons cependant que l'analyse de Reedy et al peut être entachée d'une certaine erreur, particulièrement pour

	E^* = 71 MeV $J_{crit}(^{14}N)$ = 40 ħ $J_{crit}(^{40}Ar)$ = 52 ħ			E^* = 107 MeV $J_{crit}(^{14}N)$ = 52 ħ $J_{crit}(^{40}Ar)$ = 70 ħ		
Région	1	2	3	1	2	3
$\langle J \rangle$	24.6	34.6	46	35.3	49.5	62.5
σ_{CN}	507	837	330	880	1585	705
$\sigma_\alpha/\sigma_{CN}$	.21	.30	.42	.67	.88	1.15
σ_p/σ_{CN}	.66	.59	.48	1.35	1.15	.89
σ_d/σ_{CN}	.014	.010	.005	.06	.05	.03
σ_t/σ_{CN}				.015	.016	.017
σ_{CN}/σ_R	.94	.84		.75	.56	

Tableau IV.4

Spin moyen $\langle J \rangle$ du noyau composé, sections efficaces calculées σ_{CN} pour la formation du noyau composé et différentes sections efficaces expérimentales exprimées en unités des carrés des longueurs d'onde pour les régions 1, 2 et 3 comme défini par le texte. Les distributions des moments angulaires sont celles qui conduisent à la formation du noyau composé et qui ont été déterminées par J_{crit}.

le noyau composé de ^{75}Br excité à 88 MeV, ces auteurs n'ayant pas tenu compte de l'existence très probable d'un moment angulaire critique pour chacune des réactions étudiées à cette énergie d'excitation.

2- Discussion des valeurs de J_{crit} obtenues

Dans les réactions induites par ions lourds, la détermination des sections efficaces de fusion complète a fait l'objet de nombreuses mesures expérimentales directes (3-5-9). D'autre part, il existe quelques calculs théoriques basés sur des modèles différents ; mais aucun de ces modèles ne semble capable d'expliquer dans leur ensemble les résultats expérimentaux.

Les principaux paramètres qui peuvent contribuer à la limitation de la section efficace de formation du noyau composé sont les masses des noyaux entrant en collision (ou la masse du noyau composé), la vitesse relative, ou une grandeur reliée à cette vitesse, telle que l'énergie au-dessus de la barrière coulombienne, ou l'énergie d'excitation du système. Par conséquent, le but des dernières expériences sur le moment angulaire critique J_{crit} était d'étudier l'influence d'un de ces paramètres sur la valeur de J_{crit}.

Zebelman et Miller (9) ont mesuré les sections efficaces de fusion correspondant au même noyau composé pour trois voies d'entrées différentes. D'autre part, Natowitz et al (5) ont étudié pour différents systèmes projectile-cible l'influence de l'énergie incidente sur les sections efficaces de fusion. Dans nos expériences, le même noyau composé était formé par deux voies d'entrée différentes à deux énergies d'excitation. Il semble donc très intéressant de comparer nos résultats aux leurs. Ces comparaisons sont d'autant plus intéressantes que les valeurs de J_{crit} ont été obtenues par des voies très différentes. Dans le premier cas, c'est la section efficace du noyau de recul issu de la désexcitation du noyau composé qui est mesurée à l'aide d'un détecteur de traces. Par contre, dans nos expériences, les valeurs de J_{crit} ont été déduites d'une analyse par le modèle statistique des distributions angulaires de ^{4}He.

Nos résultats sont rassemblés sur le tableau (IV.5) où sont indiqués, outre les valeurs de J_{crit}, les sections efficaces de réaction σ_R et de formation du noyau composé σ_{NC} ainsi que le rapport de ces deux valeurs.

E^* MeV	Projectile	σ_R mb	σ_{NC} mb	σ_{NC}/σ_R	J_{crit} unité $\hbar$
71	^{14}N	1281	1200	.94	40
	^{40}Ar	826	695	.84	52
107	^{14}N	1878	1410	.75	52
	^{40}Ar	1692	950	.56	70

Tableau IV. 5

Deux tendances peuvent être établies à partir de ces résultats. Tout d'abord, considérant le même système cible-projectile, il apparaît très clairement que J_{crit} augmente avec l'énergie d'excitation (de 40 à 52 $\hbar$ dans les réactions induites par ^{14}N et de 52 à 70 $\hbar$ dans le cas de ^{40}Ar). Une telle variation est en accord avec les résultats de Natowitz et Lefort et al (10).

Si nous comparons maintenant, à une énergie d'excitation donnée, l'influence de la nature du projectile sur la valeur de J_{crit}, on observe que les ondes partielles de plus grand moment sont toujours atteintes avec le projectile le

plus lourd, c'est-à-dire ^{40}Ar . Ce résultat concorde avec l'étude de Zebelmann et Miller (9).

• La variation de J_{crit} avec l'énergie d'excitation nous fait penser immédiatement à l'existence des niveaux Yrast : à une énergie d'excitation donnée, il n'existe pas de niveaux du noyau composé de spin supérieur à J_{crit} . Si on suppose que pour cette valeur J_{crit} toute l'énergie d'excitation est sous forme d'énergie de rotation, le moment angulaire critique est obtenu directement par la formule classique

$$E_{rot} = \frac{J_{crit}^2 \hbar^2}{2I}$$

Si on prend comme valeur du moment d'inertie celle de la sphère rigide ($I = 2/5\, MR^2$), nous voyons que cette limite n'est jamais atteinte dans nos expériences, même pas pour les ondes partielles les plus élevées contribuant à la section efficace de réaction.(sauf pour la réaction Ar + Se à haute énergie) (figure IV.14).

Des calculs plus élaborés dus à Hillmann et Grover (25) ont été réalisés. Basés sur un modèle à particule indépendante, ils aboutissent à l'existence d'une ligne Yrast définie approximativement par la même équation que précédemment (80-81), mais où J est supérieur de 20 à 30 % au moment d'inertie de la sphère rigide. Mais, dans ce cas, le moment angulaire critique est alors plus élevé qu'avec $I = I_{rig}$. Les niveaux Yrast ne constituent donc pas une limite réelle de la section efficace de formation du noyau composé, tout au moins dans les expériences que nous avons réalisées.

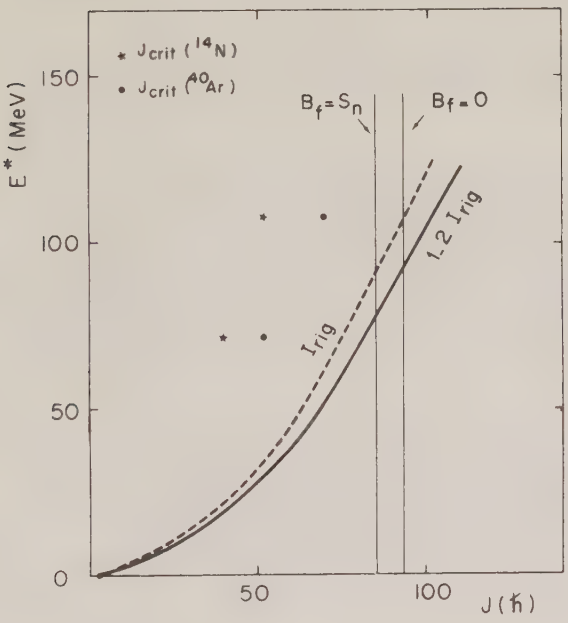


Figure IV.14

• Considérant le noyau composé comme une goutte liquide chargée , Cohen et al (82) ont étudié la déformation de cette goutte à l'équilibre lorsque J augmente et en ont déduit des valeurs de J_{crit} correspondant à la limite de stabilité. Dans cet état d'équilibre, le moment d'inertie du système est plus grand que celui de la sphère rigide. Le résultat d'un tel calcul aboutit donc également à des moments angulaires critiques très élevés.

• Citons pour mémoire , Kalinkin et Petkov (83) qui ont considéré la déformation d'un noyau composé de forme ellipsoïdale et ont calculé un moment angulaire critique correspondant à une déformation maximale au delà de laquelle le noyau composé n'est plus stable (la tension de surface devenant trop faible pour contrebalancer l'effet de l'énergie coulombienne et de l'énergie de volume). Tous les résultats expérimentaux obtenus jusqu'à présent sont en désaccord avec cette théorie qui prévoit une diminution de J_{crit} lorsque l'énergie d'excitation augmente.

● Se basant sur des calculs de Cohen et al, Plasil (84) a calculé pour chaque noyau composé le moment angulaire au-delà duquel la barrière de fission B_f , pour ce noyau, devient nulle. Dans le cas du ^{117}Te, cette valeur est $J = 93\hbar$ et cela naturellement quelle que soit l'énergie d'excitation. Bien entendu, il n'est pas nécessaire que B_f soit nulle pour que le noyau composé fissionne. Tant que $B_f < S_n$, S_n étant l'énergie de séparation du neutron le moins lié, la largeur d'émission du processus de fission est bien supérieure à la largeur d'émission de neutrons. Dans notre cas, $B_f = S_n$ pour une valeur de J égale à $85\hbar$ (figure IV.14).

Partant de là, Blann et Plasil(85) ont étudié la désexcitation du noyau composé en supposant que la partie de la section efficace ne contribuant pas à l'évaporation, était entièrement due à la fission. Suivant Blann et Plasil, la section efficace de fusion complète peut s'écrire :

$$\sigma_{NC} = \pi\lambda^2 \sum_{J=0}^{\infty} (2J+1)\, T_J\, P_J$$

T_J est le coefficient de transmission de la voie d'entrée pour un spin J , et P_J la probabilité pour que le noyau composé formé dans cet état J se désexcite en échappant à la fission. P_J dépend uniquement du noyau composé formé et est le même quelle que soit la voie d'entrée. De plus, là où P_J est différent de zéro, $T_J = 1$ (ce qui est le cas dans notre expérience à 107 MeV d'énergie d'excitation). Par conséquent, la sommation doît être indépendante de la voie d'entrée ^{40}Ar ou ^{14}N et le rapport σ_{NC}/λ^2 doit être constant. Or, pour le noyau de Tellure excité à 107 MeV , σ_{NC}/λ^2 passe de 705 pour la réaction induite par Argon à 880 pour celle induite par l'azote. Cette quantité n'est donc pas indépendante de la voie d'entrée.

● Tous les modèles dont nous avons parlé jusqu'ici sont basés sur l'existence d'un moment angulaire critique due à des considérations d'équilibre du noyau composé et ne permettent pas d'expliquer la variation de J_{crit} avec la nature du projectile. Cela ne veut naturellement pas dire que les proprietés du noyau composé à l'équilibre ne conduisent pas à l'existence d'un moment angulaire critique mais que, probablement, il existe par ailleurs une limitation dans la probabilité de fusion due à la dynamique de la voie d'entrée.

Ce problème de l'influence de la voie d'entrée a été discuté très récemment par Wilczynski (86). Celui-ci part de l'idée de Kaufmann (87) selon laquelle la formation du noyau composé ne peut se produire à des paramètres d'impact élevés que lorsque les forces nucléaires attractives sont supérieures aux forces répulsives coulombiennes et centrifuges. Partant du modèle de la goutte liquide, cet auteur a calculé la force nucléaire F agissant entre les deux noyaux projectile et cible de rayon R_1 et R_2 à la distance $d = R_1 + R_2$.

$$F(R_1 + R_2) = (\gamma_1 + \gamma_2)\, \frac{2\pi\, R_1\, R_2}{R_1 + R_2}$$

γ_1 et γ_2 sont les coefficients de tension de surface pour les deux gouttes .

Les rayons R_1 et R_2 sont déterminés par la distance à laquelle la densité de matière nucléaire devient égale à 0.5 .

Le moment angulaire critique est déterminé par l'égalité entre la force nucléaire et la somme des forces coulombiennes et centrifuges, soit :

$$\frac{2\pi(\gamma_1+\gamma_2)}{R_1+R_2} = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{(R_1+R_2)^2} + \frac{J_{crit}(J_{crit}+1)\hbar^2}{\mu(R_1+R_2)^2}$$

où μ est la masse réduite.

Pour le noyau composé de ^{117}Te, ce modèle aboutit à des valeurs de J_{crit} de 45 $\hbar$ et 70 $\hbar$ pour les réactions induites par ^{14}N et ^{40}Ar respectivement.

Ce modèle permet ainsi d'expliquer l'augmentation du moment angulaire critique avec le numéro atomique du projectile mais n'explique en aucun cas la variation de J_{crit} avec l'énergie d'excitation du noyau composé. Il est très probable que le concept de J_{crit}, tel que l'exprime cet auteur, est proche de la réalité, mais il faudrait, pour expliquer la variation de J_{crit} selon l'énergie et la nature du projectile, exprimer de façon plus satisfaisante le terme reproduisant le potentiel nucléaire.

Notons qu'un calcul a été réalisé par Basile et al (88) pour expliquer l'existence de différents types de transfert de nucléons issus de l'interaction entre ^{14}N et Ag. Le potentiel d'interaction est la somme des potentiels nucléaire, coulombien et centrifuge, le potentiel nucléaire étant du type de Brückner. Ce calcul a montré l'existence d'un moment angulaire critique au-delà duquel les nucléons incidents ne rencontrant aucun puits de potentiel, ne peuvent former le noyau composé.

En conclusion, la variation du moment angulaire critique avec la nature et l'énergie du projectile ne peut être expliquée de manière correcte par aucune des théories existantes. Il parait désormais acquis qu'une description correcte de la section efficace de formation du noyau composé ne sera obtenue que s'il est tenu compte à la fois des propriétés à l'équilibre du noyau composé et de la dynamique de la voie d'entrée. Il n'en reste pas moins que dans les expériences décrites ici, ce sont les propriétés dynamiques de la voie d'entrée qui semblent déterminer la valeur des moments angulaires critiques.

C - ANALYSE THEORIQUE DES SPECTRES EN ENERGIE ET SECTIONS EFFICACES INTEGREES.

La dernière partie de ce mémoire concerne l'interprétation théorique des spectres en énergie et sections efficaces intégrées sur tout l'espace.

Il est clair que nous possèdons une source d'informations expérimentales très riche sur la désexcitation de ^{117}Te puisque celui-ci a été formé à deux énergies d'excitation et pour chacune d'elles avec deux distributions de moments angulaires dans la voie d'entrée.

Etant donné qu'au moins quatre paramètres importants interviennent dans la théorie statistique, une interprétation correcte de toutes nos expériences à l'aide d'un même jeu de paramètres donnerait un poids beaucoup plus important à la validité de cette théorie qu'une seule expérience prise isolément. Il faut pour cela, reproduire les résultats expérimentaux en respectant les formes des spectres en énergie des particules, les énergies moyennes de ceux-ci et les sections efficaces absolues.

Avant de détailler les calculs qui ont été effectués, il nous paraît important de rappeler brièvement les paramètres qui interviennent dans cette théorie, et quelles sont les valeurs que nous leur avons attribuées (le choix de ces valeurs a été décrit dans le chapitre I). Ces paramètres sont au nombre de quatre :

- Le paramètre de densité de niveaux a été choisi égal à A/6.
- Le moment d'inertie du noyau composé I égal à celui de la sphère rigide.
- La constante de normalisation ξ intervenant dans l'expression de la probabilité d'émission γ .
- Le moment angulaire critique J_{crit} pour chaque réaction (leur valeur a été déterminée précédemment).

Rappelons également l'influence possible de la structure en couches du noyau sur l'expression de la densité de niveaux.

Le choix de la valeur deces paramètres (a, I , ξ) est basé sur notre connaissance du noyau composé à des énergies d'excitation faibles. Par conséquent, il n'est pas question d'admettre ces valeurs comme définitivement fixées. Il est nécessaire de faire diverses comparaisons entre le calcul et l'expérience en variant ces paramètres pour en étudier leur sensibilité. Comme nous le verrons par la suite, la sensibilité à ces paramètres peut être différente selon que le noyau composé est formé dans des états de grands moments angulaires (réaction $^{40}Ar + ^{77}Se$ à haute énergie), ou non (réaction $^{14}N + ^{103}Rh$ à basse énergie), d'ou l'intérêt d'avoir effectué quatre séries d'expériences.

Dans une première partie, nous expliciterons le programme de calcul utilisé pour l'obtention des spectres en énergie de particules et des sections efficaces. Dans une seconde partie, nous discuterons l'influence del'existence d'un moment angulaire critique sur la désexcitation ainsi que la validité du choix de A/6 comme valeur de a . La troisième partie sera consacrée à l'effet de la structure en couches du noyau et particulièrement de la présence de la couche fermée à 50 protons. Nous parlerons enfin du rôle que peut jouer le moment d'inertie du noyau ainsi que la constante de normalisation d'émission gamma.

1 - Méthode de calcul des spectres en énergie de particules et des sections efficaces.

Notre but est de suivre de façon complète la désexcitation d'un noyau composé, en l'occurence ^{117}Te , par émission de neutrons, protons, ^{4}He et par transitions électromagnétiques.

Nous avons utilisé à cette fin le programme GROGI 2 de Grover et Gilat (17, 50) que nous avons adapté à notre cas, ce programme étant initialement prévu pour suivre une chaîne conduisant à un noyau bien déterminé de la désexcitation. Pour ce calcul, on applique les formules explicitées dans le chapitre I . Comme nous n'avons besoin que de probabilités relatives, on peut écrire :

$$R_{\mu}(E_i, J_i ; E_f, J_f) = \rho(E_f, J_f) \sum_{S=J_f-s}^{J_f+s} \sum_{\ell=J_i-S}^{J_i+S} T_{\ell}$$

où la densité de niveaux $\rho(E_f, J_f)$ est donnée par les expressions (I.15) et (I.22).

Les coefficients de transmission sont calculés par le programme ABACUS II (51) avec les restrictions suivantes de moment angulaire ℓ (en unité $\hbar$) et d'énergie ϵ (en MeV) :

$0 \leq \ell \leq 11$	neutrons	$0.01 \leq \epsilon \leq 24$
$0 \leq \ell \leq 11$	protons	$1 \leq \epsilon \leq 25$
$0 \leq \ell \leq 19$	^{4}He	$1 \leq \epsilon \leq 50$

Du fait des faibles variations des coefficients de transmission $T_\ell(\epsilon)$ entre deux noyaux de même numéro atomique et dont le nombre de neutrons ne diffère que d'une unité, nous avons conservé les mêmes valeurs, calculées pour le noyau (Z, A-1), pour les noyaux entourant celui-ci, soit (Z, A) et (Z, A-2) , et ceci pour les trois particules qui nous intéressent (n , p , α).

L'énergie de la particule émise μ est reliée aux énergies d'excitation initiale et finale par l'expression :

$$\epsilon = E_i - E_f - B_\mu$$

où B_μ est l'énergie de liaison de la particule dans le noyau émetteur. Ces énergies de liaison ont été obtenues dans la mesure du possible à partir des valeurs expérimentales tabulées par Myers et Swiatecki (55). Pour celles non connues expérimentalement, nous avons utilisé les valeurs extrapolées à partir des données les plus proches et tabulées par Garvey et al (56).

Rappelons l'expression employée pour calculer la probabilité d'émission gamma :

$$R_\gamma(E_i , J_i ; E_f , J_f) = \rho(E_f , J_f) \sum_L \xi_L \epsilon^{2L+1}$$

où L est la multipolarité de l'émission.

La constante de normalisation peut être calculée à partir de la largeur d'émission dipolaire Γ_γ mesurée lors d'expériences de captures par neutrons lents. Au niveau du Tellure, Γ_γ est de l'ordre de 0.1 eV à l'énergie d'excitation correspondant à l'énergie de liaison du neutron ($E^* = 8$ MeV) (57). Pour l'émission quadrupolaire où nous ne possédons que peu d'informations, Grover et Gilat (17), se basant sur le modèle à particule indépendante, suggèrent de prendre $\Gamma_{dip}/\Gamma_{quad} = 10^3$.

Avec les valeurs $\Gamma_{dip} = 0.1$ eV et $\Gamma_{quad} = 10^{-4}$ eV , les constantes de normalisation ξ_1 et ξ_2 sont respectivement égales à $2\,10^{-7}$ et $2\,10^{-10}$.

Exposons brièvement la structure du programme de calcul utilisé. Un état donné d'un noyau est caractérisé par son numéro atomique Z , le nombre de neutrons N , l'énergie d'excitation E_i et le moment angulaire J_i . Un noyau donné (Z,N) a donc $E_i \times J_i$ états possibles. Pour chacun de ces états, on calcule les probabilités relatives de toutes les transitions possibles. Si le noyau de

départ est dans un état (E_i , J_i) , le domaine, caractérisé par les états (E_f , J_f) , que l'on peut atteindre par émission de neutrons par exemple, est défini par les inégalités suivantes :

$$E_i - B_n - 24 \quad < E_f \quad < E_i - B_n - 0.01$$

puisque le spectre de neutrons va jusqu'à 24 MeV dans notre calcul. De même, le neutron emportant au maximum un moment angulaire orbital de 11 $\hbar$, le moment angulaire du noyau final J_f est limité par :

$$J_i - 11 < J_f < J_i + 11$$

Le calcul est effectué pour toutes les voies possibles. La probabilité d'émission normalisée pour une particule μ s'écrit alors :

$$G_\mu (E_i , J_i ; E_f , J_f) = R_\mu (E_i , J_i ; E_f , J_f) / G .$$

où $$G = \sum_\mu \sum_J \int R_\mu (E_i , J_i ; E_f , J_f) \, dE$$

La population du noyau final obtenu par émission de la particule μ s'écrit :

$$P(E_f , J_f) = \sum_{E_i} \sum_{J_i} P_\mu(E_i , J_i) \times R_\mu (E_i , J_i ; E_f , J_f) / G$$

Par population, nous entendons l'ensemble des sections efficaces de toutes les cases (E_f , J_f) peuplées par le noyau initial.

De la même façon, le spectre en énergie de la particule μ émise par le noyau initial est obtenu en sommant sur tous les états possibles :

$$S_\mu(\epsilon) = \sum_{E_i} \sum_{J_i} P_\mu (E_i , J_i) \sum_{J_f} R_\mu (E_i , J_i ; E_f , J_f) / G$$

Le programme se déroule comme suit :

Nous traitons tout d'abord la première cascade de neutrons ($^{117}Te \rightarrow ^{116}Te \rightarrow$ ...) en conservant à chaque étape, dans la mémoire centrale de l'ordinateur, les populations issues de la désexcitation par neutrons, et en sauvegardant sur bande magnétique les populations issues de l'émission de protons et ^4He pour les utiliser lors des passages suivants. (figure IV 15). Les spectres en énergie sont transférés à chaque étape sur des mémoires d'accumulation. Le calcul de la cascade de neutrons est terminé lorsque la population globale du noyau émetteur devient inférieure à 10^{-4} de la population de départ .

Nous traitons ensuite la seconde cascade de neutrons pour le Z directement inférieur, soit $^{116}Sb \rightarrow {}^{115}Sb \rightarrow \ldots$

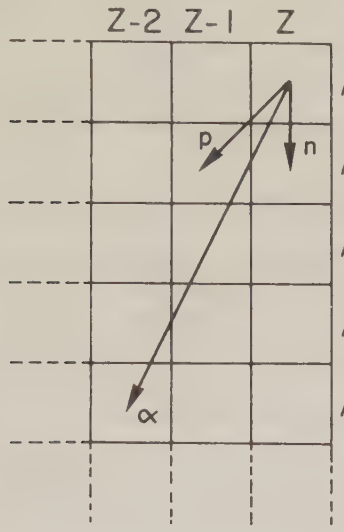


Figure IV.15

Le nombre de noyaux traités pour un calcul complet peut atteindre 35 ce qui explique le temps de calcul relativement long nécessaire au traitement complet de la désexcitation. A titre d'exemple, le calcul complet effectué à partir du noyau composé de ^{117}Te excité à 107 MeV et pour un moment angulaire maximum de 52 $\hbar$ demande 120 mn sur l'ordinateur très rapide qu'est pourtant UNIVAC 1110.

Notons pour terminer que, pour des raisons de temps de calcul et de taille du programme, nous avons négligé totalement dans ce calcul l'évaporation possible de deutons, tritons, ^3He et de noyaux de $Z > 2$. Cette approximation est parfaitement justifiée puisque les résultats expérimentaux nous révèlent que la somme des sections efficaces d'évaporation de d, t, Li représente moins de 5 % de la somme $\sigma_\alpha + \sigma_p$. De plus, les résultats de Cabot et Peter (77, 78) indiquent que, dans notre cas, la fission contribue de manière pratiquement négligeable a la désexcitation.

2 - Influence du moment angulaire critique.

L'analyse des distributions angulaires des particules alpha ainsi que l'évolution des sections efficaces de particules chargées en fonction du moment angulaire du noyau émetteur ont montré l'existence d'un moment angulaire critique pour la formation du noyau composé. La valeur de celui-ci a pu être déterminée pour toutes les réactions que nous avons étudiées.

Il semble néanmoins intéressant d'étudier l'influence d'un tel moment angulaire critique sur le mécanisme d'évaporation en considérant J_{crit} comme un paramètre de la théorie statistique. Dans ce but, deux types de calculs ont été réalisés :

L'un a été effectué en admettant que la section efficace de formation du noyau composé est égale à la section efficace de réaction σ_R. Nous avons par conséquent pris dans la voie d'entrée la distribution des moments angulaires obtenue par l'analyse de la diffusion élastique et ceci pour trois réactions :

$$^{40}Ar + {}^{77}Se \rightarrow {}^{117}Te \quad E^* = 71 \text{ MeV}$$

$$^{14}N + {}^{103}Rh \rightarrow {}^{117}Te \quad E^* = 71 \text{ MeV}$$

$$^{14}N + {}^{103}Rh \rightarrow {}^{117}Te \quad E^* = 107 \text{ MeV}$$

Pour cette dernière réaction, le calcul n'a été effectué que partiellement pour les réactions (xn, α) et (xn,p).

Dans une deuxième série de calculs, nous avons considéré un moment angulaire critique pour deux réactions :

$^{14}N + ^{103}Rh \rightarrow ^{117}Te$ $E^* = 71$ MeV $J_{crit} = 35\hbar$

$^{14}N + ^{103}Rh \rightarrow ^{117}Te$ $E^* = 107$ MeV $J_{crit} = 52\hbar$

les autres paramètres de la théorie restant inchangés ($a = A/6$, $I = I_{rig}$) .

Les résultats de ces calculs sont présentés sur les figures IV.16 à IV.19.

i) Les calculs réalisés sans introduire J_{crit} (figures IV.16, 17, 19) aboutissent à des sections efficaces beaucoup trop importantes comparées aux valeurs expérimentales. Ces sections efficaces sont plus grandes d'un facteur 1.5 pour les protons aux deux réactions étudiées à 71 MeV. Pour ^{4}He, ce facteur devient égal à 2.4 dans le cas de la réaction induite par ^{14}N et 3.1 pour celle induite par ^{40}Ar. Cette différence de comportement entre σ_p et σ_α aboutit à de très grandes valeurs de σ_α/σ_p comparées à l'expérience, particulièrement dans la réaction induite par ^{40}Ar. Notons que, pour la réaction induite par ^{14}N à haute énergie d'excitation, où le calcul n'a été réalisé que partiellement, nous aboutissons déjà à une section efficace d'émission de ^{4}He plus importante que la valeur trouvée expérimentalement.

De plus, les énergies cinétiques moyennes théoriques des particules évaporées sont nettement plus élevées que les valeurs expérimentales correspondantes ; le désaccord est encore une fois plus important pour les particules alpha.

Cependant, et cette remarque est d'une grande importance, la forme générale des spectres est bien reproduite, particulièrement, la décroissance aux hautes énergies. Ce résultat révèle que le choix de la valeur du paramètre de densité de niveaux a ($a = \frac{A}{6}$) est parfaitement raisonnable puisque c'est essentiellement la densité de niveaux qui contrôle la pente de la descente aux hautes énergies du spectre tracé en coordonnées semi-logarithmiques.

ii) Les calculs effectués avec un moment angulaire critique dans les réactions induites par ^{14}N ont été réalisés avec $J_{crit} = 52\hbar$ et $35\hbar$ respectivement aux énergies d'excitation de 107 et 71 MeV. Cette dernière valeur diffère de celle que nous avons déterminée ($J_{crit} = 40\hbar$). Cet écart provient simplement du fait que le calcul a été effectué avant la détermination correcte de J_{crit} .
Ces calculs (figures IV.18, 19) reproduisent bien les sections efficaces expérimentales de protons et ^{4}He excepté pour ^{4}He à l'énergie d'excitation la plus faible ($E^* = 71$ MeV). Mais le désaccord persiste pour ^{4}He quant à l'énergie moyenne des spectres (il est de 1.6 MeV à 107 MeV d'énergie d'excitation). La théorie prédit ainsi une section efficace trop importante de particules de haute énergie émises préférentiellement au début de la chaine, mais pas assez d'événements de faible énergie provenant de la fin de la chaine de désexcitation.

iii) Dans le but d'étudier plus en détail l'influence du moment angulaire critique, nous avons effectué le calcul des probabilités d'émission R_ν ($\nu = n , p , \alpha$) pour la première étape de la désexcitation aux deux énergies d'excitation en

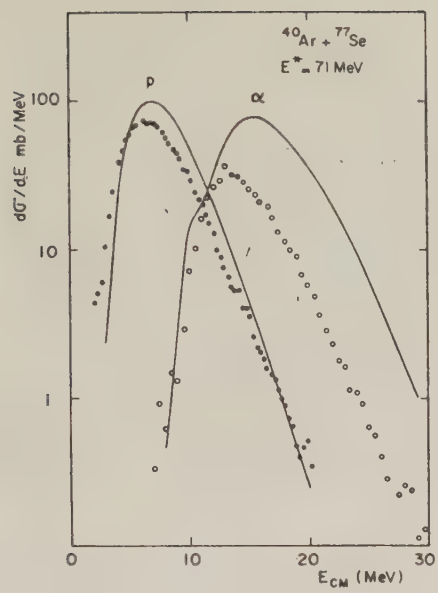


Figure IV.16 - Comparaisons entre les spectres de protons et particules α calculés et expérimentaux. $J_{crit} = J_{max}$; $a = A/6$, $I = I_{rig}$, $\xi_L = 2.10^{-7}$; pas de correction de couches.

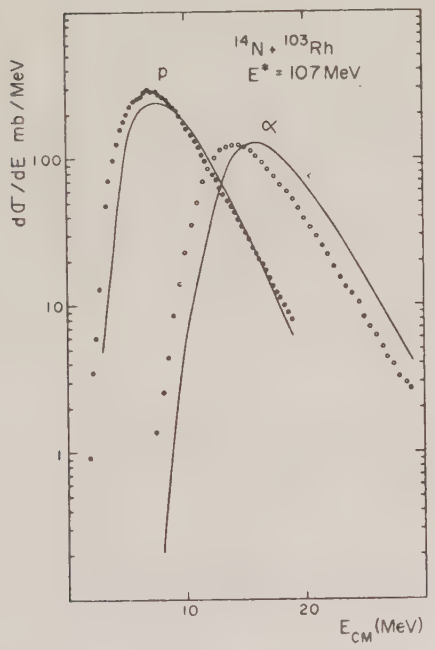


Figure IV.18 - Comparaisons entre les spectres de protons et particules α calculés et expérimentaux. $J_{crit} = 52\ \hbar$; se référer à la figure IV.16 quant aux valeurs des autres paramètres.

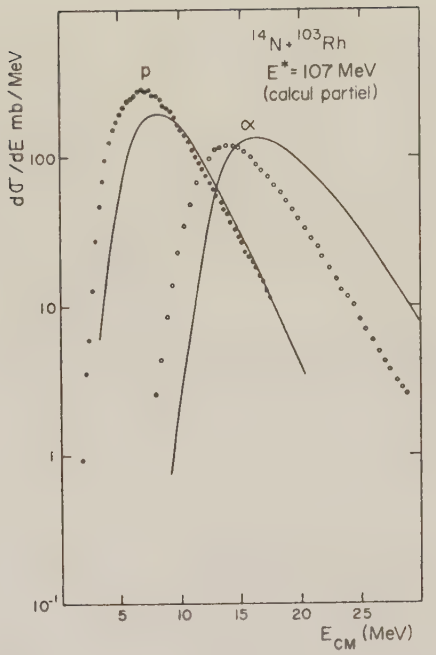


Figure IV.17 - Comparaisons entre les spectres de protons et particules α calculés et expérimentaux. $J_{crit} = J_{max}$; se référer à la figure IV.16 quant aux valeurs des autres paramètres.

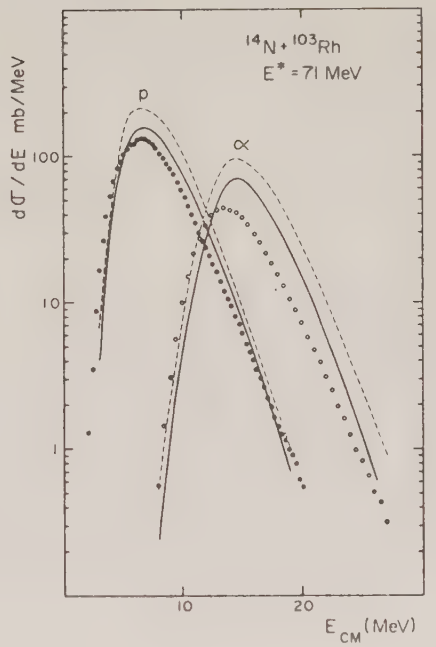


Figure IV.19 - Comparaisons entre les spectres de protons et particules α calculés et expérimentaux. — $J_{crit} = 35\ \hbar$; --- $J_{crit} = J_{max}$; se référer à la figure IV.16 quant aux valeurs des autres paramètres.

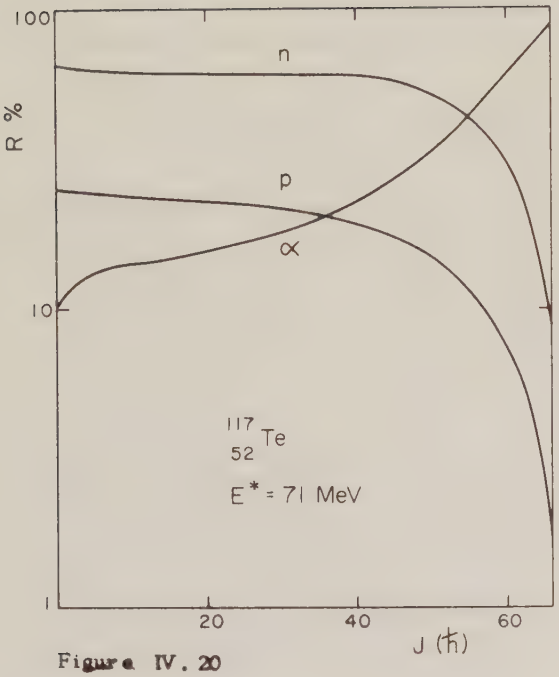


Figure IV. 20

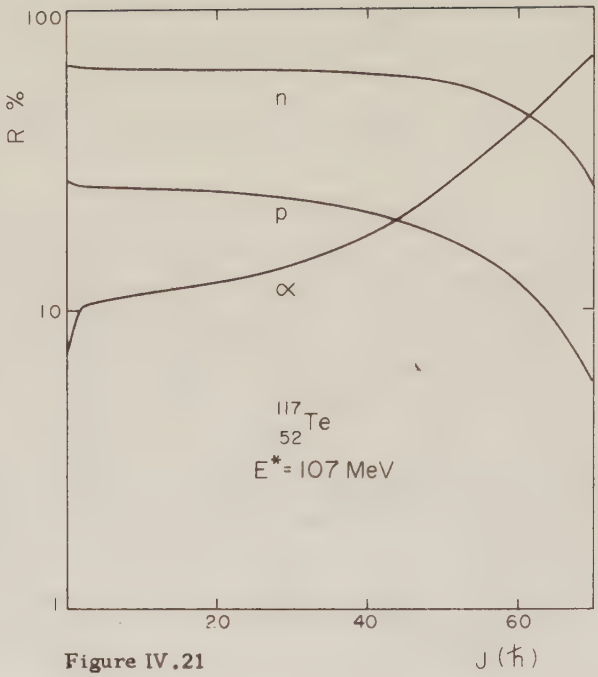


Figure IV.21

Figures IV.20 et IV.21 - Probabilités d'émission des neutrons, protons et particules α en fonction du moment angulaire J; a = A/6 , $I = I_{rig}$, $\xi_L = 2.10^{-7}$; pas de correction de couches.

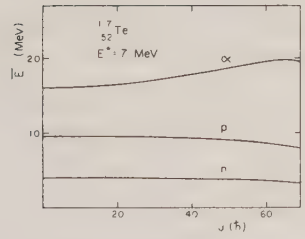


Figure IV.22

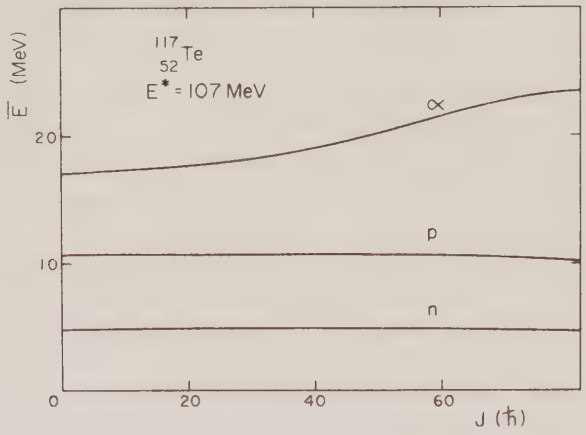


Figure IV.23

Figures IV.22 et IV.23 - Energies moyennes d'émission des neutrons, protons et particules α en fonction du moment angulaire J ; a = A/6 , $I = I_{rig}$, $\xi_L = 2\ 10^{-7}$; pas de correction de couches.

fonction du moment angulaire J du noyau émetteur ^{117}Te (figures IV.20, 21).

L'augmentation importante de la probabilité d'émission, R_α, avec J y est bien mise en évidence alors que la probabilité R_p diminue en fonction du moment angulaire. Il est donc bien clair que l'introduction d'un moment angulaire critique diminue considérablement la valeur de σ_α/σ_p, et cet effet est plus important pour les réactions induites par argon puisque, à la même énergie d'excitation, des états de spin plus élevés qu'avec ^{14}N sont atteints.

Notons toutefois, que dans la réaction induite par ^{14}N à 71 MeV, les moments angulaires atteints restent faibles. Le rapport σ_α/σ_p reste pratiquement constant quel que soit J jusqu'à 40 $\hbar$. Dans ce cas précis, le désaccord entre les rapports σ_α/σ_p calculés et expérimentaux ne pourra en aucun cas être expliqué quel que soit le choix de J_{crit}.

Nous avons également calculé la variation de l'énergie cinétique moyenne $\bar{E}_\nu$ de chaque particule ν avec le spin du noyau composé aux deux énergies d'excitation, toujours pour la première étape de la désexcitation (figures IV 22, 23). L'énergie cinétique moyenne de ^4He augmente avec le moment angulaire, atteignant cependant un maximum pour des spins très élevés. Cet effet peut se comprendre par l'influence de la ligne Yrast qui défavorise l'émission de particules α de haute énergie comme nous l'avons expliqué en détail au début du chapitre IV.

Par contre, $\bar{E}_p$ diminue lentement avec l'augmentation du spin du noyau composé. Ainsi, l'introduction d'un moment angulaire critique va augmenter faiblement les énergies des spectres de protons et diminuer celles des spectres de ^4He.

Le comportement des énergies cinétiques moyennes et des sections efficaces en fonction de J, déduit de l'étude de la première étape de la désexcitation, est qualitativement reproduit par la description des spectres de protons et de ^4He dans la réaction induite par ^{14}N à 71 MeV, spectres calculés avec et sans introduction de J_{crit} (figure IV.19). Malheureusement, l'accord avec l'expérience n'est néanmoins pas suffisant comme l'atteste le tableau IV.6 où sont rassemblés σ_α, σ_p et $\bar{E}$ calculés avec et sans J_{crit} et comparés aux valeurs expérimentales.

	α		P	
	σ	$\bar{E}$	σ	$\bar{E}$
Exp	266	14.7	794	7.5
$J_c = J_{max}$	650	15.75	1244	7.88
$J_c = 35\hbar$	428	15.3	949	8.02

Tableau IV.6

Sections efficaces intégrées (en mb) et énergies moyennes (en MeV) pour le système $^{14}N + ^{103}Rh$ ($E_{^{14}N} = 80$ MeV)

L'existence d'un moment angulaire critique ne peut donc à lui seul expliquer correctement nos résultats expérimentaux bien que sa prise en considération rapproche les résultats des calculs des valeurs expérimentales. Désormais, dans la suite de la discussion, les moments angulaires critiques ne seront plus définis comme des paramètres de la théorie, mais leurs valeurs seront celles déterminées précédemment et indiquées sur le tableau IV.5.

De plus, un changement de la valeur du paramètre de densité de niveaux de A/6 à A/8 aboutit à un désaccord encore plus prononcé avec l'expérience.

La valeur de A/6 reproduisant de façon correcte la forme des spectres, il nous paraît raisonnable de conserver celle-ci pour la suite de la discussion.

3 - Effets de couches.

a) Choix des corrections de couches.

Comme nous l'avions indiqué dans le premier chapitre, la densité de niveaux ne dépend pas uniquement des propriétés moyennes des noyaux mais aussi de la configuration de l'état fondamental. Dans les réactions étudiées ici, le noyau composé de ^{117}Te possède un numéro atomique (Z=52) très proche de la couche fermée à 50 protons. L'évaporation de ^4_2He à partir de $_{52}Te$ conduit en effet à $_{50}Sn$ dont la couche supérieure $g_{9/2}$ est complète. La présence de cette couche très dégénérée peut avoir un effet important sur la désexcitation et expliquer le désaccord observé par un calcul classique qui ne tient pas compte d'un éventuel effet de couche.

Pour introduire l'effet de couche dans le calcul, nous avons choisi d'utiliser la méthode de Rosenzweig (38) plutôt que celle suggérée par Newton(37) et Cameron (34). Ces derniers supposent,en effet, une variation du paramètre de densité de niveaux a selon le noyau considéré, aboutissant à des effets de couches très importants à haute énergie d'excitation. Ce résultat paraît contraire à l'hypothèse la plus réaliste qui semble être une atténuation de ces effets avec l'énergie (90).

Dans un article très complet, Blann (91) a d'ailleurs comparé des fonctions d'excitation expérimentales à différents calculs théoriques effectués, i) sans effet de couches, ii) avec effet de type Newton ou Cameron, iii) en introduisant un effet Rosenzweig. Seul, ce dernier calcul donne un bon accord avec l'expérience.

Rappelons que dans la méthode de Rosenzweig, l'influence du nombre de nucléons dans la dernière couche peut être prise en compte par un déplacement en énergie du niveau fondamental d'une valeur ΔE, la correction maximum étant appliquée pour la couche $Z = 50$.

Puisque le nombre de neutrons dans le noyau composé est $N = 65$ et correspond approximativement à mi-chemin entre les couches fermées $N = 50$ et $N = 82$, il paraît raisonnable de ne pas considérer d'effet de couches dû au nombre de neutrons mais seulement au nombre de protons. A partir des diagrammes de Nilsson (92), on peut trouver les espacements moyens de niveaux entre les couches g7/2 et g9/2 ($d_p \sim 3.2$ MeV).

Avec une dégénérescence moyenne $\langle e \rangle = 9$ pour les niveaux g 9/2 et g 7/2, les valeurs de ΔE obtenues à partir de l'expression I.26 sont indiquées sur le tableau IV.7 (ces valeurs ont été normalisées de façon à obtenir $\Delta E = 0$ pour $Z = 52$).

Z	52	51	50	49	48
ΔE_{cal}	0	-1.14	-2.66	-1.12	0.02
ΔE_{exp}	0	-1.2	-2.5	-1.2	0

Tableau IV.7

Corrections de couches expérimentales et calculées (en MeV).

Ces valeurs pouvant cependant différer selon la déformation du noyau, nous avons préféré extraire des corrections de couches "expérimentales" à partir de nos résultats sans prendre en considération les prédictions du calcul. La réaction qui se prête le mieux à ce genre de recherche est celle qui est le moins influencée par les autres paramètres de la théorie

statistique. Nous avons vu que le ^{117}Te formé par ^{14}N et excité à 71 MeV était peu sensible aux effets de moment angulaire. De plus, comme nous le verrons, l'influence de la valeur du moment d'inertie du noyau est également peu importante.

Nous avons, par conséquent, choisi cette réaction pour trouver les meilleures valeurs de ΔE . Les résultats sont indiqués sur le tableau IV.7 et sont très proches de ceux obtenus par la méthode de Rosenzweig. Pour analyser les autres résultats expérimentaux, nous pouvons donc admettre que les valeurs de ΔE obtenues par cette première expérience ne sont plus simplement des paramètres supplémentaires de la théorie introduits pour reproduire au mieux nos résultats expérimentaux, mais des quantités physiques qui doivent être incluses pour une description correcte de nos expériences.

b) Influence d'une correction de couches.

L'influence qu'a la présence de la couche fermée à 50 protons sur la désexcitation du noyau composé $^{117}_{52}Te$ est illustrée par la figure (IV .24) où sont comparées les probabilités d'émission de n, p et ^4He calculées avec et sans introduction de l'effet de couches (le calcul est effectué pour la première étape de la désexcitation). L'émission de ^4He, qui conduit au noyau Z = 50 , est considérablement diminuée ; cet effet est compensé par un accroissement du nombre de neutrons évaporés. L'effet est naturellement inversé quand on s'éloigne de la couche fermée à 50 protons au lieu de de s'en approcher, comme le montre le tableau IV.8 où sont comparés les rapports σ_α/σ_p calculés avec et sans effet de couches pour le noyau émetteur le plus riche en neutrons (N = 65) de chaque élément de Z = 52 , 51, 50 .

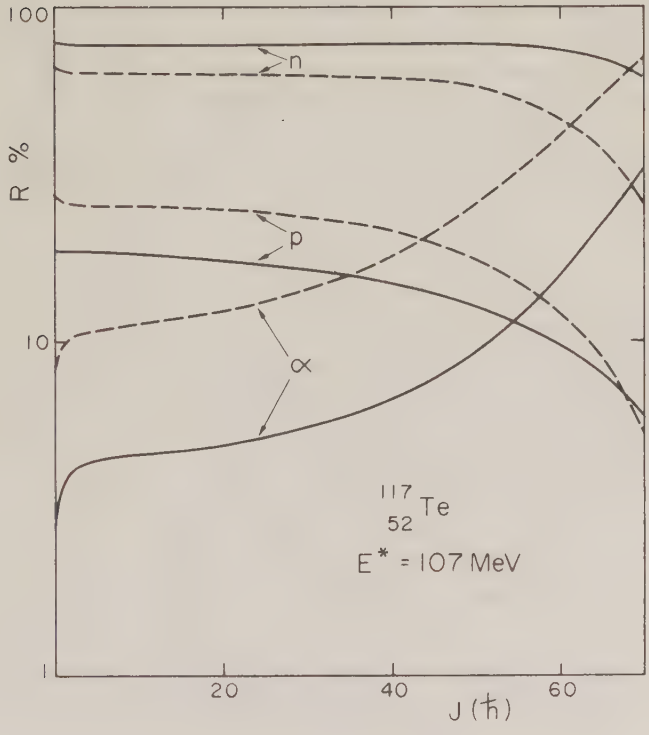


Figure IV. 24 - Probabilités d'émission des neutrons, protons et particules α en fonction du moment angulaire J ; a = A/6 , $I = I_{rig}$, ξ_L = $2\,10^{-7}$; —avec corrections de couches , --- sans correction de couches.

σ_α/σ_p / Z	sans effet de couches	avec effets de couches
52	.815	.432
51	.525	1.05
50	.54	1.12

Tableau IV. 8

Influence des effets de couches sur le rapport σ_α/σ_p (système $^{14}N + ^{103}Rh$, E* = 107 MeV).

N \ Z	52	51	50	49	48
65	301	49.7	2.43	.04	
64	231	106	8.4	.18	
63	116	116.6	30.6	3.17	.057
62	55	98.3	57	7.85	.3
61	24	75.4	68.2	14.6	1.3
60	5.7	55.3	61.8	22.1	5.66
59	1.0	9.75	45	27.6	7.6
58			54	18.2	18.2
57			6.1	.01	11.7
56					.9
Total σ	734	511	334	94	45.8
$\bar{E}$	10.2	8.6	7.9	6.6	6.5

CALCUL 1

N \ Z	52	51	50	49	48
65	215	19.1	1.74		
64	226	49.2	6.88	.34	
63	155.5	63.2	13.7	3.61	
62	123.8	65.6	41.4	11.5	.42
61	103.8	62.3	57	26.5	1.22
60	71.9	73.8	39.5	48.3	6.72
59	38.9	19.5	31	83.8	9.42
58	2.8	.11	31.3	38.6	25.4
57			2.16	.15	17.2
56					1.7
Total σ	937.6	353	225	213	62
$\bar{E}$	9.5	7.93	7.58	6.27	6.43

CALCUL 2

Tableau IV.9

Système $^{14}N + ^{103}Rh$, E* = 107 MeV ; Evolution de la section efficace d'émission de protons (en mb) au cours de la désexcitation ; $J_{crit} = 52\hbar$, a = A/6 , $I = I_{rig}$, $\xi_L = 2\ 10^{-7}$; les calculs 1 et 2 sont respectivement réalisés sans et avec introduction de corrections de couches.

N \ Z	52	51	50	49	48
65	245	26	1.31	.03	
64	210	41	5.03	.08	
63	95	61	14.7	2.37	.038
62	77	37	35	4.38	.23
61	25	36	27.3	9.5	.74
60	8.8	9	42.4	10.3	4.71
59	.5	.58	9.9	8.4	3.09
58			4.48	.56	3.67
57			.13	.08	2.31
56					
Total σ	662	210	140	35.6	16.8
$\bar{E}$	18.4	16.6	15.8	14.4	14.1

CALCUL 1

N \ Z	52	51	50	49	48
65	92.9	20.1	1.95		
64	105.9	41.1	9.5	.16	
63	62.3	80.3	13.2	2.6	
62	82.6	70	67.5	6.5	.34
61	47.3	114.5	64.2	18.1	.59
60	47.1	74.33	88.2	26.4	6.40
59	6.04	9.93	28.3	30.6	4.24
58	.098	$.44\ 10^{-3}$	19.4	1.9	10
57			.9		4.8
56					.17
Total σ	444	410	293	86.4	26
$\bar{E}$	17.6	15.55	15.04	13.9	13.8

CALCUL 2

Tableau IV 10

Système $^{14}N + ^{103}Rh$, E* = 107 MeV ; évolution de la section efficace d'émission α (en mb) au cours de la désexcitation. $J_{crit} = 52\hbar$, a = A/6 , $I = I_{rig}$, $\xi_L = 2\ 10^{-7}$; les calculs 1 et 2 sont respectivement réalisés sans et avec introduction de corrections de couches.

Devant la complexité de ces effets, il est instructif de comparer deux calculs avec et sans effets de couches, tous les autres paramètres restant inchangés. Dans ce but, nous présentons sur les tableaux IV.9 - IV.10 une décomposition des spectres globaux de protons et particules α en spectres partiels provenant de chacun des nucléides atteints lors de la désexcitation. La comparaison est effectuée sur la réaction induite par ^{14}N à 107 MeV. L'introduction de corrections de couches favorise largement l'émission de neutrons à partir des noyaux $Z = 52$. Nous aboutissons ainsi à des sections efficaces importantes de production de noyaux excités très déficients en neutrons ; la diminution de l'émission de ^4He de haute énergie au début de la chaîne est alors compensée par une augmentation du nombre de particules α de basse énergie émis en fin de chaîne. Ainsi, les corrections de couches ont tendance à déplacer les spectres en énergie de protons et particules α vers de plus faibles énergies sans par trop affecter les sections efficaces absolues.

c) Résultats des calculs.

Les spectres en énergie de protons et de particules alpha calculés pour les 4 réactions en incluant les corrections d'effets de couches telles que nous les avons explicitées, sont présentés sur les figures IV.25 - 28 et comparés aux résultats expérimentaux.

Un bon accord avec l'expérience est obtenu pour les spectres de protons aux quatre réactions et pour ^4He aux deux réactions induites par ^{14}N tant pour les énergies cinétiques moyennes d'évaporation que pour les sections efficaces (Tableau IV.11). Par contre, la théorie prédit une section efficace trop importante pour ^4He aux deux réactions induites par le projectile argon, de même qu'une énergie cinétique moyenne $<E_\alpha>$ trop grande à 107 MeV d'énergie d'excitation (également avec ^{40}Ar).

	Ar + Se				N + Rh			
	E* = 71 MeV		E* = 107 MeV		E* = 71 MeV		E* = 107 MeV	
	p	α	p	α	p	α	p	α
σ_{exp}	410	207	1090	840	794	266	1894	930
σ_{cal}	426	282	948	1277	904	321	1790	1260
$\bar{E}_{exp}$	7.46	14.76	7.8	15.4	7.54	14.7	8.43	15.9
$\bar{E}_{cal}$	7.74	14.72	8.63	17.16	7.72	14.68	8.46	16.0

Tableau IV. 11

Sections efficaces intégrées (en mb) et énergies moyennes des particules (en MeV)

($a = A/6$, J_{crit} , effets de couches , I_{rig} , $\xi_L = 210^{-7}$)

Il est significatif que ce reste de désaccord subsiste pour les réactions induites par argon, là où les moments angulaires atteints sont les plus grands, et tout particulièrement pour ^4He dont l'émission est très influencée par les grandes valeurs de J. A notre avis, il y a deux explications possibles à ce désaccord. Sur la figure IV.29, sont représentées les distributions initiales des moments angulaires atteints par le ^{117}Te dans le plan (E, J) pour chacune des réactions étudiées. Sur cette figure est également tracée la ligne Yrast au-dessous de laquelle il n'y a plus de niveaux existants. Cette figure illustre bien l'influence très importante que joue la ligne Yrast particulièrement dans les réactions induites par Argon où des états de spin et d'énergie proches de ceux de la ligne Yrast sont rapidement atteints.

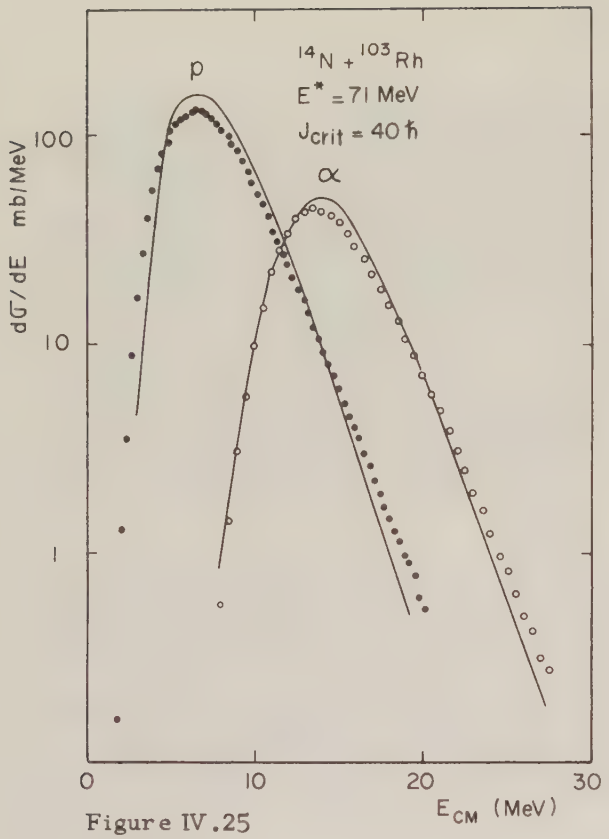


Figure IV.25

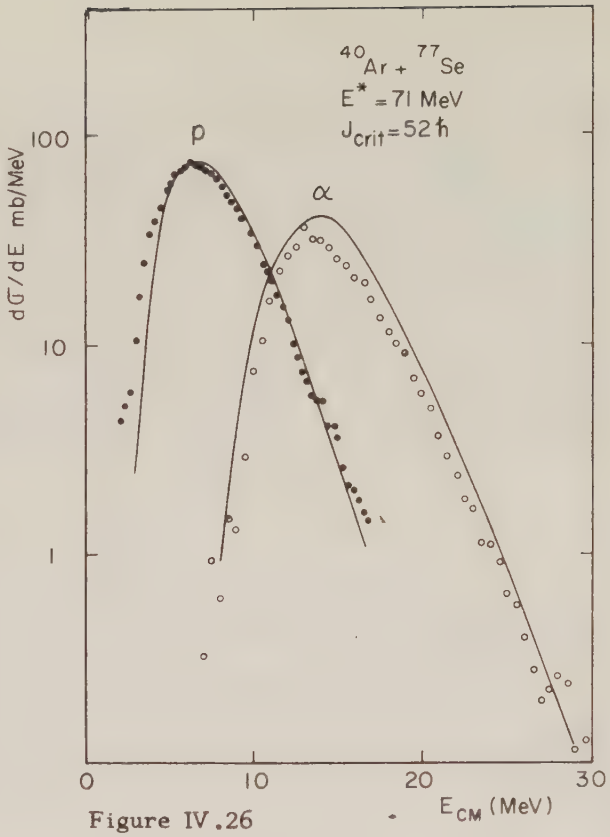


Figure IV.26

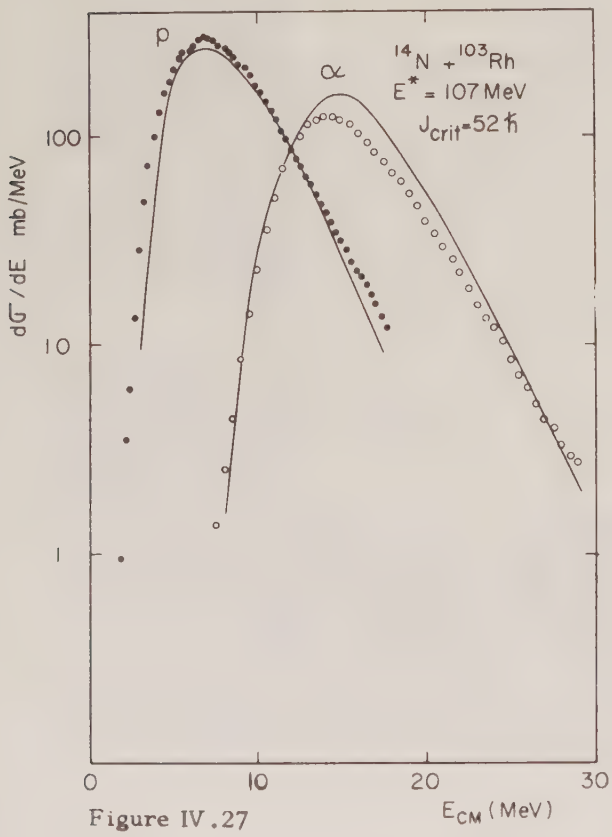


Figure IV.27

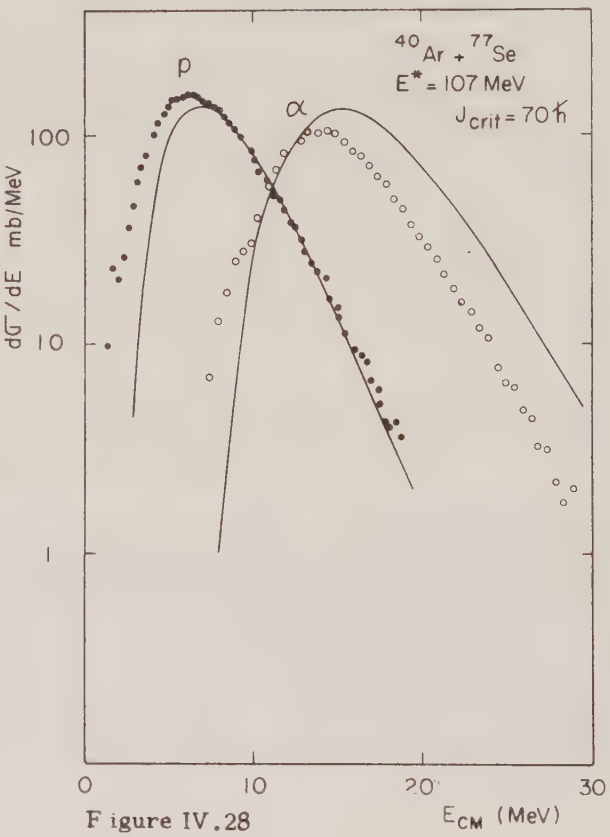


Figure IV.28

Figures IV.25 à IV.28 - Comparaisons entre les spectres de protons et particules α calculés et expérimentaux. $a = A/6$, $I = I_{rig}$, $\xi_L = 2\ 10^{-7}$; corrections de couches (voir texte).

Une mauvaise représentation de cette ligne aura donc une grande influence sur la désexcitation du noyau composé produit avec le projectile argon et particulièrement sur l'émission de ^4He, ce dernier étant préférentiellement émis à partir de niveaux de grands moments angulaires. Les réactions induites par ^{14}N ne seront, par contre, que peu affectées par cette ligne. Le paramètre moment d'inertie I, qui permet de définir la ligne Yrast, joue donc un rôle très important dans les réactions induites par argon.

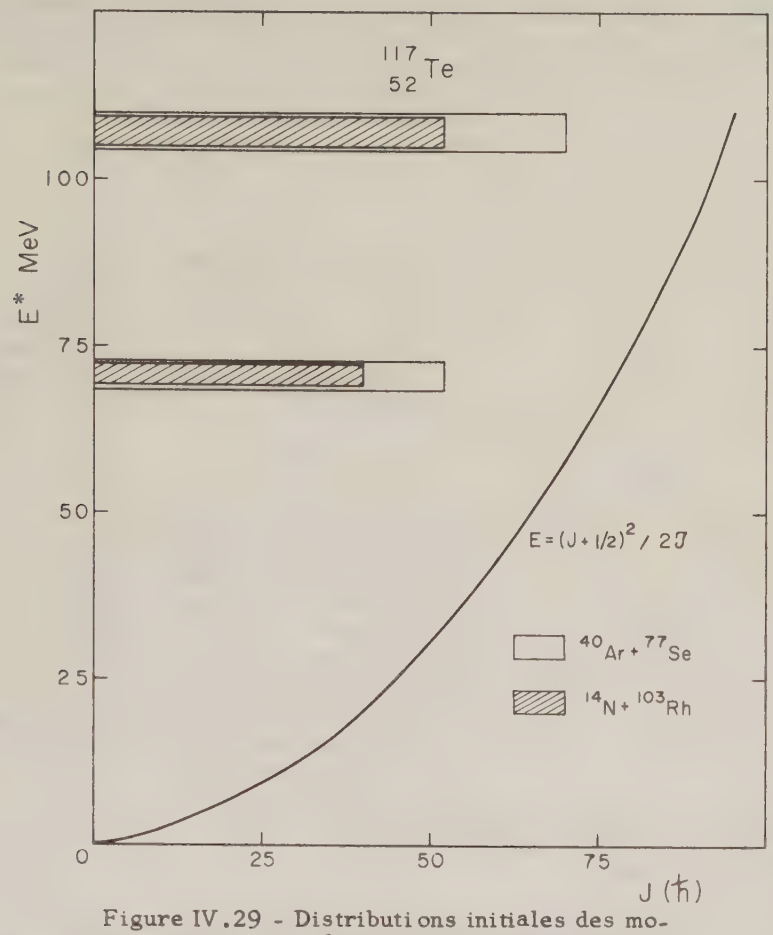


Figure IV.29 - Distributions initiales des moments angulaires atteints par ^{117}Te pour chacune des réactions dans le plan (E*,J)

De même, une mauvaise représentation de l'émission γ (par l'intermédiaire de la constante de normalisation ξ_ℓ) aura des conséquences importantes pour l'émission de particules alpha puisque nous verrons que, pour de grands moments angulaires, la compétition a lieu uniquement entre ^4He et γ. Il est donc nécessaire d'étudier l'influence de ces deux paramètres I et ξ_ℓ. Néanmoins, si on excepte le désaccord qui subsiste pour les deux spectres de ^4He dans les réactions induites par argon, à 71 et 107 MeV, il est certain que la prise en considération des effets de la couche g 9/2 a un effet très marqué sur le processus d'évaporation. L'introduction d'un effet de couches par l'intermédiaire d'un déplacement en énergie du niveau fondamental du noyau considéré rend compte de façon satisfaisante des phénomènes observés.

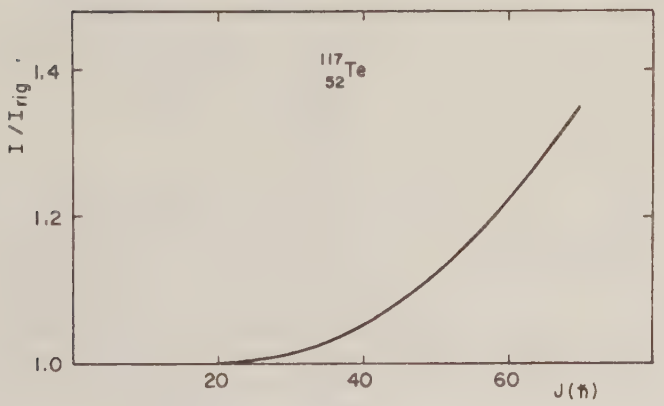
4 - Influence du moment d'inertie du noyau.

Le choix de la valeur du moment d'inertie du noyau nous a été dicté par des mesures réalisées à faible énergie d'excitation et lors de réactions mettant en jeu des valeurs peu élevées du moment angulaire. Nous avons conservé la valeur ainsi déterminée égale au moment d'inertie de la sphère rigide, pour analyser la désexcitation d'un noyau composé de haute énergie d'excitation et dont le moment angulaire J peut être très important.

Il existe deux approches très différentes pour voir l'effet de ces grandes valeurs de J sur le moment d'inertie du noyau et par voie de conséquence sur la valeur de la densité de niveaux.

La première est basée sur le modèle de la goutte liquide et tient compte par conséquent d'un état collectif du noyau. Dans ce cas, l'apport d'un moment angulaire important déforme le noyau sphérique au départ, en un éllipsoïde dont le moment d'inertie est plus grand que celui de la sphère rigide (forme soucoupe avec l'axe de rotation parallèle à l'axe de symétrie). Un tel calcul de configuration à l'équilibre d'une goutte liquide chargée a été effectué par Cohen et al (82) et Beringer et Knox (48). A titre d'exemple, un calcul a été réalisé sur la base des résultats de Beringer. Celui -ci calcule l'énergie minimum du système à l'équilibre, soit :

$$E = V + \frac{J^2 \hbar^2}{2I}$$



Si on ne considère que des configurations dont le volume reste constant, V , la somme algébrique de tous les potentiels se réduit à la somme de l'énergie de surface V_s et de l'énergie coulombienne V_c . Le résultat d'un tel calcul pour le noyau initial ^{117}Te est présenté sur la figure IV.30 et montre l'accroissement très rapide du moment d'inertie I en fonction de J . Pour tenir compte de cet effet de déformation dynamique du noyau dans notre programme de calcul , il faudrait par conséquent introduire un moment d'inertie différent pour chaque J .

Figure IV.30 - Accroissement du rapport I/I_{rig} en fonction de J calculé d'après Beringer et Knox.

Une seconde approche tient compte, cette fois, des états individuels de chaque nucléon dans le noyau. Hillmann et Grover (25), à l'aide du modèle en couches, ont calculé les densités de niveaux de manière individuelle pour chaque état (E, J) du noyau. Le moment d'inertie définissant la ligne Yrast, peut alors être déterminé approximativement en lissant par moindres carrés par une parabole $E = \frac{(J + 1/2)^2 \hbar^2}{2I}$ les énergies Yrast calculées numériquement. Ce moment d'inertie est la plupart du temps supérieur à celui de la sphère rigide I_{rig} d'un facteur 1.1 à 1.4. Mais il faut noter que ce moment d'inertie ainsi trouvé correspond uniquement à la ligne Yrast. Hillmann et Grover ont d'ailleurs calculé celui qu'il faudrait inclure dans l'expression analytique des densités de niveaux pour reproduire les résultats du calcul numérique. Lorsque le niveau considéré n'est pas un niveau Yrast, il subsiste de l'énergie d'excitation intrinsèque et le moment d'inertie varie très fortement avec l'énergie d'excitation et le spin du noyau composé (de $0.5\, I_{rig}$ à $3\, I_{rig}$). Il est donc très difficile d'introduire de façon exacte dans l'expression analytique des densités de niveaux, les résultats d'un calcul numérique aussi bien que ceux obtenus par la goutte liquide. Pour étudier néanmoins l'effet du moment d'inertie sur la désexcitation, nous avons choisi une valeur constante et égale à 1.2 fois celle de la sphère rigide I_{rig} (ce choix est basé sur des calculs de Grover (49) sur le noyau ^{116}In).

L'augmentation de I a surtout pour effet de déplacer la ligne Yrast sur la droite par rapport à un calcul effectué avec $I = I_{rig}$ (fig. IV. 14), et par voie de

conséquence, l'influence de celle-ci va se faire moins importante. La densité de niveaux diminue alors moins rapidement avec les valeurs croissantes de moment angulaire. On déplace ainsi vers de plus grands J l'endroit où la probabilité d'émission de ^4He dépasse celle de protons. Cet effet est illustré sur la figure IV.31 où sont représentées les probabilités d'émission de n , p , ^4He à 107 MeV

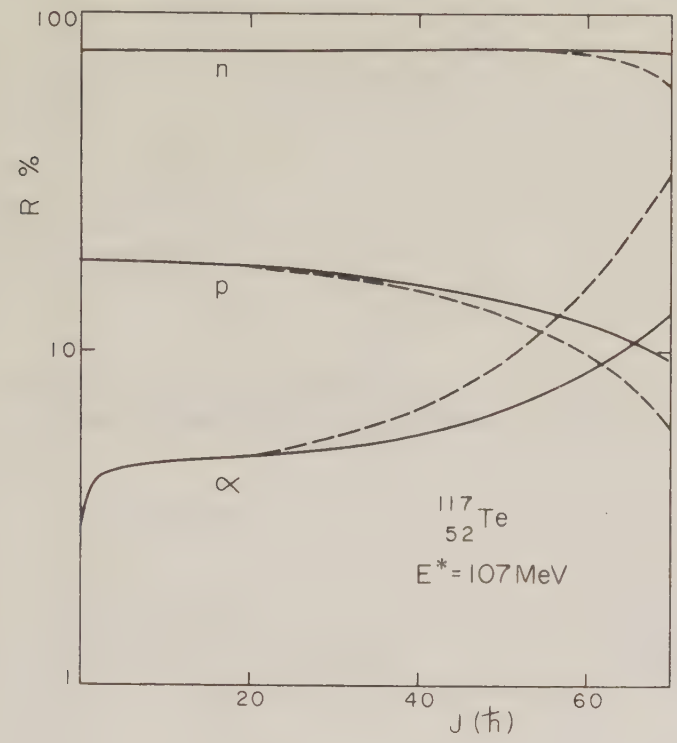


Figure IV.31 - Probabilités d'émission de neutrons, protons et particules α en fonction du moment angulaire J . a = A/6 , $\xi_L = 2\ 10^{-7}$, corrections de couches ;
— $I = 1.2\ I_{rig}$; --- $I = I_{rig}$

d'énergie d'excitation calculées avec $I = 1.2\ I_{rig}$ et comparées à un calcul effectué avec I_{rig} . L'augmentation du moment d'inertie diminue l'émission de ^4He au profit des protons, mais cette diminution n'est sensible que pour de grands moments angulaires, c'est-à-dire uniquement pour les réactions induites par le projectile argon qui sont d'ailleurs les seules pour lesquelles un désaccord existe entre le calcul avec $I = I_{rig}$ et l'expérience.

Nous avons choisi d'effectuer un calcul complet de la désexcitation avec $I = 1.2\ I_{rig}$ sur la réaction la plus sensible à ce paramètre, c'est-à-dire la réaction $^{40}Ar + ^{77}Se$ à haute énergie.

Le résultat d'un tel calcul est indiqué sur la figure IV.32 et comparé au calcul réalisé avec $I = I_{rig}$. Le tableau IV.12 rassemble les valeurs des sections efficaces intégrées et des énergies moyennes d'émission obtenues par les deux calculs et comparées à l'expérience. Le choix de $I = 1.2\ I_{rig}$ améliore très nettement l'accord avec l'expérience, mais un léger désaccord (~ 500 KeV) persiste quant à la position en énergie du spectre de particules alpha.

Le choix d'un moment d'inertie supérieur à celui de la sphère rigide semble donc rendre mieux compte de nos résultats expérimentaux.

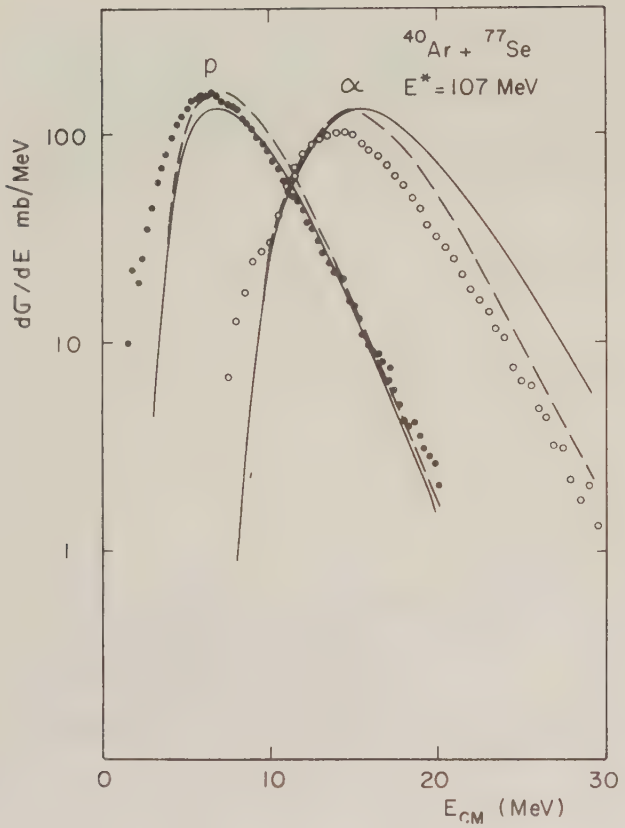


Figure IV.32 - Comparaisons entre les spectres de protons et particules α calculés et expérimentaux; $J_{crit} = 70\ \hbar$, $a = A/6$, $\xi_L = 2\ 10^{-7}$; —$I = I_{rig}$; ---$I = 1.2\ I_{rig}$.

	Ar + Se		E* = 107 Me V	
	α		p	
	σ	$\overline{E}$	σ	$\overline{E}$
Exp	840	15.4	1090	7.8
$I = I_{rig}$	1277	17.16	948	8.63
$I = 1.2\ I_{rig}$	1054	16.18	1068	8.52

Tableau IV.12

Sections efficaces intégrées (en mb) et énergies moyennes des particules (en MeV) ($a = A/6$, J_{crit} , effets de couches , $\xi_L = 2\ 10^{-7}$)

Nous n'avons pas réalisé de calculs avec $I = 1.2 I_{rig}$ pour les autres réactions. Il est cependant clair que le choix de $1.2\ I_{rig}$ doit conduire dans tous les cas à une diminution de la section efficace de ^4He , mais beaucoup moins importante que pour la réaction induite par ^{40}Ar à haute énergie.

5 - Influence de l'émission γ .

La largeur d'émission γ est déterminée par le choix de ξ_L , ξ étant la constante de normalisation incluse dans l'expression de la probabilité d'émission électromagnétique (voir chapitre I). Cette constante est directement proportionnelle à l'élément de matrice réduite de transition électromagnétique. Dans tous les calculs qui ont précédé, ξ_ℓ avait pour valeur $2\ 10^{-7}$ (cas d'une transition dipolaire), valeur ajustée aux probabilités de transitions connues à basse énergie.

Nous ne possèdons malheureusement aucune information expérimentale sur l'importance de l'émission de photons dans les réactions que nous avons étudiées à haute énergie. Nous pouvons néanmoins discuter la validité du choix de la valeur de ξ_ℓ en étudiant l'influence de celle-ci sur la compétition γ - particules chargées.

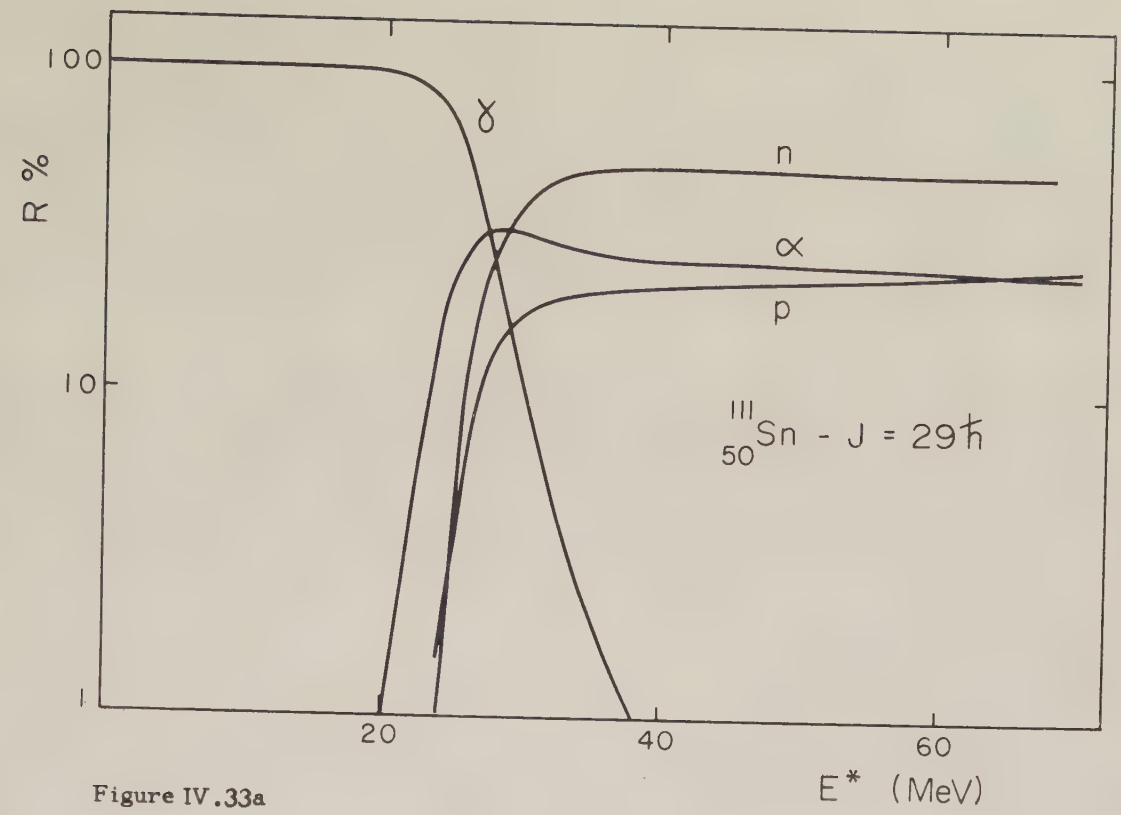


Figure IV.33a

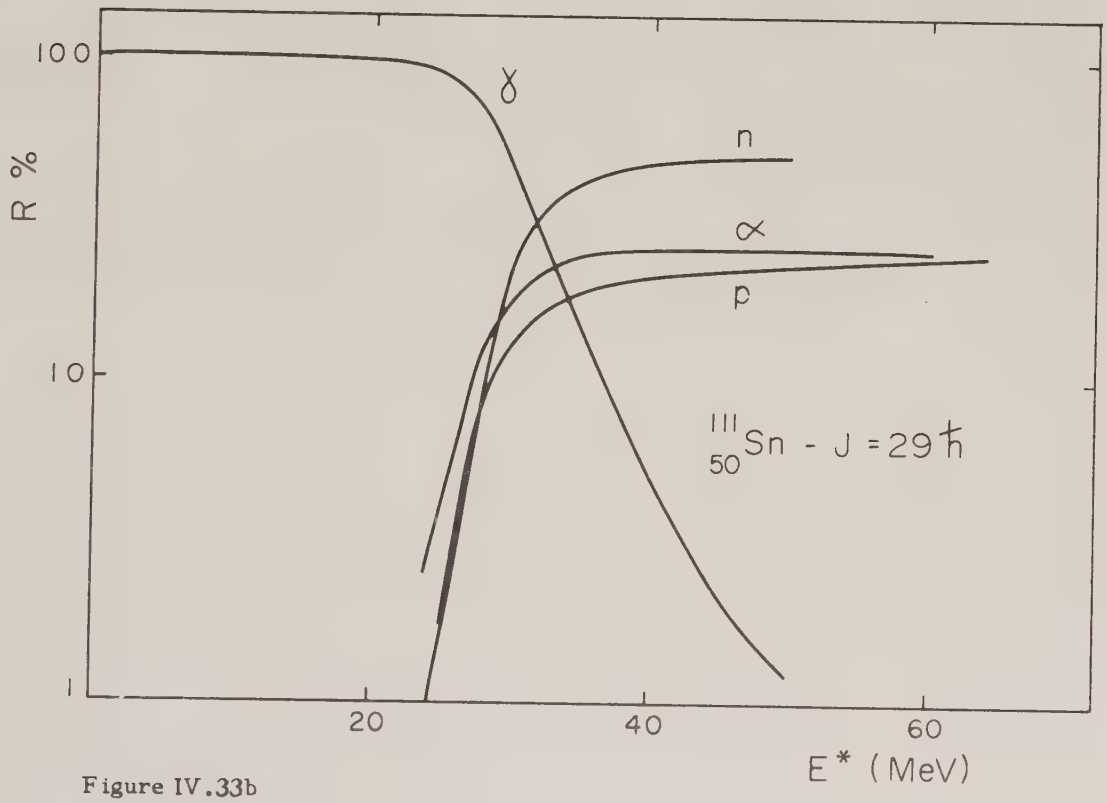


Figure IV.33b

Figures IV.33 a et b - Probabilités d'émission de neutrons, protons, particules α et γ en fonction de l'énergie d'excitation pour $^{111}_{50}$Sn ; J = 29 ħ , a = A/6 , I = I_{rig} ; 33 a $\xi_L = 2\,10^{-7}$; 33 b $\xi_L = 1.4\,10^{-6}$.

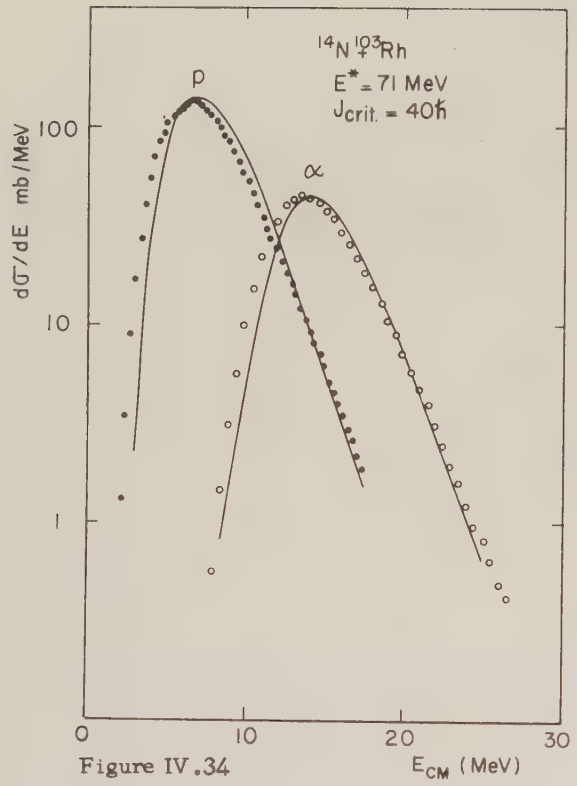


Figure IV.34

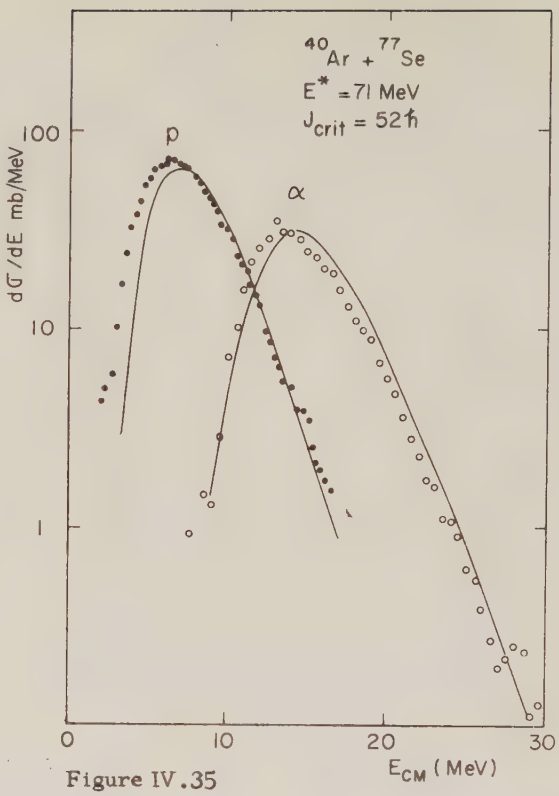


Figure IV.35

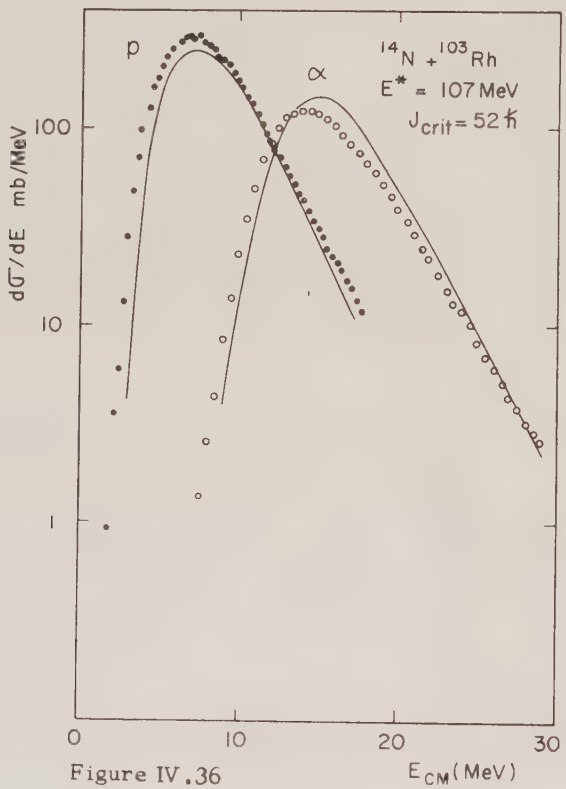


Figure IV.36

Figures IV.34 à IV.36 - Comparaisons entre les spectres de protons et particules α calculés et expérimentaux . $a = A/6$, $I = I_{rig}$, $\delta_L = 1.4\ 10^{-6}$.

L'émission γ , négligeable à haute énergie d'excitation, entre réellement en compétition avec n , p , α vers la fin de la désexcitation lorsque l'énergie devient inférieure à 30 MeV. La variation des probabilités d'émission n , p , α , γ en fonction de l'énergie d'excitation pour un J constant, en est un exemple (figure IV. 33a) ; il apparaît également sur cette figure une zone où la compétition ne s'effectue qu'entre ^{4}He et γ . Une variation de ξ_L aura par conséquent un effet plus marqué sur l'émission de ^{4}He que sur les autres particules comme le montre la figure IV.33 b où ξ_L a été augmenté d'un facteur 7 par rapport au calcul précédent.

Cependant, puisque la compétition α - γ ne se produit qu'à la fin de la désexcitation, c'est uniquement l'émission de particules α de basse énergie qui sera atténuée. Cet effet est bien illustré par les résultats obtenus par un calcul complet avec $\xi_L = 1.4\ 10^{-6}$, de la désexcitation de ^{117}Te effectué pour trois des quatre réactions étudiées (figures IV. 34, 35, 36) et comparés à l'expérience. Bien que les sections efficaces soient reproduites à 10 % près, il faut noter que la position en énergie des spectres est moins bien reproduite que par un calcul effectué avec $\xi_L = 2\ 10^{-7}$ (tableau IV.13).

	Ar + Se		N + Rh			
	E* = 71 MeV		E* = 71 MeV		E* = 107 MeV	
	p	α	p	α	p	α
σ_{exp}	410	207	794	266	1894	930
σ_{cal}	374	217	802	282	1632	1118
$\bar{E}_{exp}$	7.46	14.76	7.54	14.7	8.43	15.90
$\bar{E}_{cal}$	8.0	15.4	7.98	15.05	8.68	16.25

Tableau IV.13

Sections efficaces et énergies moyennes des particules (en mb et MeV respectivement) (a = A/6 , J_{crit} , effets de couches , I_{rig} , $\xi_L = 1.4\ 10^{-6}$).

Une valeur de ξ_L largement supérieure à celle obtenue par mesure de Γ_γ à basse énergie, utilisée par Alexander et al (81) pour rendre compte des fonctions d'excitations expérimentales, ne semble donc pas réaliste compte tenu de nos résultats expérimentaux.

Le choix d'une constante de normalisation γ ajustée aux probabilités de transitions connues à basse énergie paraît être le plus conforme à nos résultats expérimentaux.

CONCLUSION

L'étude des particules chargées émises par le noyau composé de ^{117}Te formé à l'aide des projectiles azote et argon à deux énergies d'excitation, 71 et 107 MeV , permet d'apporter des réponses sur le rôle joué par le moment angulaire du système composé, lors de sa désexcitation.

Il a été montré clairement que l'émission de particules alpha dépend fortement des états de spin du noyau composé, celles-ci étant émises préférentiellement au début de la désexcitation à partir de noyaux dont le moment angulaire est élevé. Les effets observés avec des projectiles légers sont donc accentués quand un projectile tel que l'argon est utilisé.

Cependant, et cela est nouveau, dans les réactions induites par argon, la croissance avec J de l'anisotropie des distributions angulaires finit par disparaître pour les particules alpha de haute énergie. Cet effet a pu être expliqué par l'influence importante des niveaux Yrast sur la désexcitation des niveaux de très haut spin, qui restreint l'émission de particules alpha de haute énergie.

Du fait de l'importance des moments angulaires mis en jeu lors de ces réactions, la dépendance de l'énergie moyenne d'émisssion des particules alpha en fonction de l'angle d'émission a pu être expérimentalement vérifiée pour la première fois.

De plus, les distributions angulaires des particules chargées issues des réactions induites par le projectile argon, outre leur forte anisotropie , présentent une complète symétrie par rapport à 90°, indiquant ainsi la présence d'un mécanisme de noyau composé très pur. Ce résultat contraste avec les études précédentes de noyau composé formé avec des ions lourds C,N,O. Dans ce sens, les réactions induites par l'argon semblent être mieux appropriées que celles induites par des ions plus légers, pour entreprendre une étude de noyau composé.

L'autre point à souligner est la possibilité de déterminer, par une analyse des distributions angulaires de ^{4}He, le moment angulaire critique J_c au-delà duquel le noyau composé ne se forme plus. Cette méthode nouvelle est assez sensible tant que les pénétrabilités correspondant aux valeurs élevées du moment angulaire orbital ℓ du projectile ne sont pas trop faibles, et que ces valeurs de ℓ ne conduisent pas, pour une énergie donnée, à des J trop proches du niveau Yrast correspondant. Par cette méthode et par une analyse des sections efficaces de particules chargées, la valeur du moment angulaire critique a été obtenue pour chacune des réactions étudiées. Ces résultats montrent que la valeur de J_c n'est pas seulement déterminée par les propriétés à l'équilibre du noyau composé, mais également par les propriétés dynamiques de la voie d'entrée.

Une analyse complète des spectres en énergie et des sections efficaces intégrées des protons et particules alpha a été effectuée à l'aide de la théorie statistique, et ceci pour les quatre réactions étudiées. L'analyse de ces résultats a permis de tirer les enseignements suivants :

- Pour reproduire correctement les résultats expérimentaux, il est impératif d'utiliser les valeurs de moment angulaire critique déterminées précédemment.

- La valeur du paramètre de densité de niveaux a est conforme aux valeurs expérimentales trouvées à basse énergie.

- L'effet de la présence de la couche fermée à 50 protons est encore sensible à des énergies d'excitation aussi élevéesque 100 MeV .

- Le choix de la valeur du moment d'inertie du noyau paraît être plus délicat. En prenant un moment d'inertie égal à celui de la sphère rigide, nous avons pu expliquer correctement les résultats expérimentaux,à l'exception de la réaction induite par le projectile argon à 200 MeV, pour laquelle un meilleur accord est obtenu avec une valeur supérieure de 20 % au moment d'inertie de la sphère rigide. Ce résultat est particulièrement significatif car il montre clairement la très grande importance d'une détermination correcte des niveaux Yrast lorsque le noyau composé est formé dans des états de spin élevés.

- La prise en compte de manière correcte de l'émission gamma est primordiale car celle-ci joue un rôle extrêmement important dans la désexcitation. Un bon accord avec l'expérience est obtenu en choisissant une valeur de l'élément de la matrice de transition électromagnétique ajustée aux probabilités de transition connues à basse énergie.

En définitive, l'interprétation cohérente de l'ensemble de nos résultats expérimentaux décrits dans ce mémoire démontre que la théorie statistique, par une description correcte de la densité de niveaux, en utilisant un système de paramètres choisis de manière judicieuse et non arbitraire , demeure valable pour reproduire la désexcitation de noyaux composés très excités, se trouvant dans des états de moment angulaire très élevés.

REFERENCES

1 - P.E. HODGSON, The Optical Model of elastic Scattering, Clarendon Press (1963).

2 - H. BETHE, Rev. Mod. Phys. 9 (1937) 69

3 - J.B. NATOWITZ, Phys. Rev. C1 (1970) 623

4 - L. KOWALSKI, J.G. JODOGNE et J.M. MILLER, Phys. Rev. 169 (1968) 894

5 - J.B. NATOWITZ, E.T. CHULICK et N.M. NAMBOODIRI, Phys. Rev. C6 (1972) 2133

6 - J. GALIN, D. GUERREAU, M. LEFORT et X. TARRAGO, J. de Phys. 32 (1971) 7

7 - R. BIMBOT, M. LEFORT et A. VIGNY, J. de Phys. 29 (1968) 563

8 - F. PUHLHOFER et R.M. DIAMOND, Nucl. Phys. A 191 (1972) 561

9 - A.M. ZEBELMANN et J. MILLER, Phys. Rev. Lett. 30 (1973) 27

10 - M. LEFORT, Y. LE BEYEC, J. PETER, I.P.N. Rapport interne RC 7304 (1973)

11 - N. BOHR, Nature, 137 (1936) 344

12 - V. WEISSKOPF, Phys. Rev. 52 (1937) 295

13 - T. ERICSON, Adv. Phys. 9 (1960) 425

14 - D. W. LANG, K.J. LE COUTEUR, Nucl. Phys. 14 (1960) 21

15 - T.D. THOMAS , Nucl. Phys. 53 (1964), 558 , Nucl. Phys. 53 (1964) 577 Ann. Rev. Nucl. Sci. 18 (1968) 343.

16 - D.C. WILLIAMS et T.D. THOMAS, Nucl. Phys. A 92 (1967) 1

17 - J.R. GROVER et J. GILAT, Phys. Rev. 157, (1967) 802, Phys. Rev. 157, (1967) 814, Phys. Rev. 157, (1967) 823

18 - S.N. GOSHAL, Phys. Rev. 80 (1950) 939.

19 - M.J. FLUSS, J.M. MILLER, J.M. D'AURIA, N. DUDEY, B.M. FOREMAN, L. KOWALSKI, and R.C. REEDY, Phys. Rev. 187 (1969) 1449.

20 - J.M. D'AURIA, M.J. FLUSS, G. HERZOG, L. KOWALSKI, J. M. MILLER, et R.C. REEDY, Phys. Rev. 174 (1968) 1409.

21 - J.M. ALEXANDER et G.N. SIMONOFF, Phys. Rev. 133 (1964) B 93
G.N. SIMONOFF et J.M. ALEXANDER, Phys. Rev. 133 (1964) B 104

22 - J.F. MOLLENAUER, Phys. Rev. 127 (1962) 867

23 - D.W. LANG, K.J. LECOUTEUR, Proc. Phys. Soc. A67, (1954) 586

24 - D.W. LANG, Proceedings of the Third Conference on Reactions between Complex Nucléi (University of California Press, 1963, Berkeley) p 248

25 - M. HILLMANN, J.R. GROVER, Phys. Rev. 185 (1969) 1303.

26 - C. BLOCH, Phys. Rev. 93 (1954) 1094

27 - J. GILAT, Phys. Rev. C1 (1970) 1432

28 - D.W. LANG, Nucl. Phys. 77 (1966) 545

29 - J.R. GROVER, Phys. Rev. 127 (1962) 2142

30 - E. ERBA, U. FACCHINI et C. SAETTA MENICHILLA, Nuov. Cim. XXII (1961) 1237

31 - D.W. LANG, Nucl. Phys. 26 (1961) 434

32 - H. BABA, Nucl. Phys. A 159 (1970) 625

33 - C. BRUN, B. GATTY, M. LEFORT et X. TARRAGO, Nucl. Phys. A116 (1968) 177

34 - A. GILBERT et A. G.W. CAMERON, Can. J. Phys. 43 (1965) 1446

35 - B. GATTY, Thèse, Orsay, (1968)

36 - H. HURWITZ et H. BETHE, Phys. Rev. 81 (1951) 898

37 - T.D. NEWTON, Can. J. Phys. 34 (1956) 804

38 - N. ROSENZWEIG, Phys. Rev. 108 (1957) 817

39 - A. EWART et M. BLANN, Nucl. Phys. 72 (1965) 577

40 - J.R. HUIZENGA et L.G. MORETTO, Ann. Rev. Nucl. Sci. 22 (1972) 427

41 - F.E. DURHAM et M.L. HALBERT, Phys. Rev. 137 (1965) 850

42 - C.E. HUNTING, Phys. Rev. 123 (1961) 606

43 - J. BENVENISTE, G. MERKEL, A.M. MITCHELL, Phys. Rev. 174 (1968) 1357

44 - N.D. DUDEY, T.T. SUGIHARA, Phys. Rev. 139 (1965) B 896

45 - R. HOFSTADTER, Nucleon and Nuclear Structure Benjamin (1963)

46 - D.V. REAMES, Phys. Rev. 137 (1965) 332

47 - W.J. KNOX, A.R. QUINTON, C.E. ANDERSON, Phys. Rev. 120 (1960) 2120

48 - R. BERINGER, W.J. KNOX, Phys. Rev. 121 (1961) 1195

49 - J.R. GROVER, Phys. Rev. 157 (1967) 832

50 - J. GILAT, Brookhaven National Laboratory Report N° BNL 50246, 1970

51 - E.H. AUERBACH, BNL Report ABACUS 2.programme modifié par B. DONNELLY et H.C. CHOW.

52 - G.S. MANI, M.A. MELNAKOFF, I. IORI, Rapport CEA N° 2379 (1963)

53 - F. BJORKLUND et S. FERNBACH , Phys. Rev. 109 (1958) 1295

54 - J.R. HUIZENGA et C. IGO, Nucl. Phys. 29, 462 (1962)

55 - W.D. MYERS, W.J. SWIATECKI, Nuclear Masses and Deformations, UCRL 11980 (1965)

56 - G.T. GARVEY, W.J. GERACE, R.L. JAFFEE, I. IALMI, I. KELSON, Rev. Mod. Phys. 41 (1969) 51

57 - A. STOLOVY et J.A. HARVEY, Phys. Rev. 108 (1957) 353

58 - T. ERICSON et V. STRUTINSKI, Nucl. Phys. 8 (1958) 284
Nucl. Phys. 9 (1958) 689

59 - R.C. REEDY, M.J. FLUSS, G.F. HERZOG, L. KOWALSKI, J.M. MILLER , Phys. Rev. 188 (1969) 1771

60 - A. ALEVRA et al. Nucl. Phys. 72 (1965) 209

61 - L.C. NORTHCLIFFE et SCHILLING, Nucl. Dat. A7 (1970) 233.

62 - C.F. WILLIAMSON, J.P. BOUGOT et J. PICARD, Tables of Range and Stopping Power of Chemical elements for charged particles of Energy 0.05 to 500 MeV, Rapport CEA N° R 3042 (1966)

63 - M. LEFORT, Industries Atomiques n° 11 (1966), A. CABRESPINE , Industries Atomiques n° 11 (1966)

64 - A. CABRESPINE et M. LEFORT, Nucl. Inst. Meth. 97 (1971) 29

65 - E. BARON, Communication personnelle

66 - H.D. BETZ et Ch.SCHMELZER UNILAC Report -Heidelberg.

67 - T.E. CRANSHOW, Prog. in Nucl. Phys. 2 (1952) 271

68 - F.S. GOULDING, D.A. LANDIS, J. CERNY et R.H. PEHL, Nucl. Inst. Meth. 31 (1964) 1

69 - Table of Isotopes, C.M. LEDERER, J.M. HOLLANDER et J. PERLMAN, John WILEY, New-York

70 - E.H. AUERBACH et C.E. PORTER, Proc. of the Third Conference on Reactions between Complex Nuclei, (Univ. Of California Press., Berkeley and Los Angeles) - (1963) p 19

71 - R. Da SILVEIRA, Institut de Physique nucléaire, ORSAY , Rapport interne I.P.N. O/TH 73-9 à paraître dans Nucl. Phys.

72 - K.W. FORD et J.A. WHEELER, Ann. of Phys. 7 (1959) 259, 7 (1959) 287

73 - P. COLOMBANI, J.C. JACMART, N. POFFE , M. RIOU, C. STEPHAN et T. TYS, Phys. Lett. 42B (1972) 197

74 - C.Y. WONG, Phys. Lett. 42 B (1972) 186

75 - J. GALIN, D. GUERREAU, M. LEFORT, J. PETER, X. TARRAGO et R. BASILE, Nucl. Phys. A 159 (1970) 461

76 - H.C. BRITT et A. QUINTON , Phys. Rev. 124 (1961) 877

77 - C. CABOT, Thèse 3e Cycle (1972) Orsay

78 - J. PETER Communication Personnelle
C. CABOT, C. NGO, J. PETER, B. TAMAIN, à paraître

79 - J. GILAT et J.R. GROVER, Phys. Rev. C3 (1971) 734

80 - F. HUBERT, Thèse d'état (1973)

81 - J. GILAT, E.R. JONES, J. M. ALEXANDER C7 (1973) 1973

82 - S. COHEN, F. PLASIL, et W. J. SWIATECKI, Proceeding of the 3 rd Conférence on Reactions Between Complex Nuclei, Asilomar, University of California Press, Berkeley, p 325 (1963)

83 - B.N. KALINKIN et I. Z. PETKOV, Acta. Phys. Polon. 25 (1964) 265

84 - F. PLASIL, Proceedings, European Conference on Nuclear Physics, Aix en Provence II (1972) 51

85 - M. BLANN et F. PLASIL, Phys. Rev. Lett. 29 (1972) 303

86 - J. WILCZYNSKI, à paraître dans Nucl. Phys.

87 - R. KAUFMANN et R. WOLFGANG, Phys. Rev. (121) (1960) 193

88 - R. BASILE, J. GALIN, D. GUERREAU, M. LEFORT, X. TARRAGO, J. PHYS. 33 (1972) 9

89 - J. GALIN, B. GATTY, D. GUERREAU, C. ROUSSET, U.C. SCHLOTTHAUER-VOOS et X. TARRAGO. à paraître

90 - A.S. JENSEN et Jens DAMGAARD, Nucl. Phys. A203 (1973) 578

91 - M. BLANN, Nucl. Phys. 80 (1966) 23

92 - S.C. NILSSON, Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk. 29 (1955) n°16

93 - B.C. ROBERTSON et al, Phys. Rev.C4 (1971) 2176

94 - F.D. BECCHETTI et al, Preprint LBL 695

95 - S.A. KARAMYAN et al, Preprint DUBNA, P.75884

DEUXIÈME THÈSE

Propositions données

Vu et approuvé :

Orsay, le 27 novembre 1973

Le Vice-Président du Centre d'Orsay :